



Détection et excitation d'ondes de spin dans des microstructures de couches ultraminces YFeO/métal à fort couplage spin orbite

Olivier d' Allivy Kelly

► To cite this version:

Olivier d' Allivy Kelly. Détection et excitation d'ondes de spin dans des microstructures de couches ultraminces YFeO/métal à fort couplage spin orbite. Matière Condensée [cond-mat]. Université Paris-Saclay, 2015. Français. <NNT : 2015SACLS263>. <tel-01274277>

HAL Id: tel-01274277

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01274277>

Submitted on 15 Feb 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

NNT : 2015SACLS263

THESE DE DOCTORAT
DE
L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY
PREPAREE A
L'UNIVERSITE PARIS SUD

ECOLE DOCTORALE N° 564
Physique de l'Ile-de-France

Spécialité de doctorat : Physique

Par

M. Olivier d'ALLIVY KELLY

Détection et excitation d'ondes de spin dans des microstructures
de couches ultraminces $Y_3Fe_5O_{12}$ /métal à fort couplage spin orbite

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 16 décembre 2015 :

Composition du Jury :

M. Philippe LECOEUR	Professeur, Université Paris-Sud	Président du Jury
M. Matthieu BAILLEUL	Chargé de Recherche, CNRS - IPCMS	Rapporteur
M. Salim-Mourad CHERIF	Professeur, Université Paris 13 Nord - LSPM	Rapporteur
M. Jean-Philippe ATTANE	Maître de Conférences, Université Joseph Fourier - SPM	Examineur
M. Paolo BORTOLOTTI	Ingénieur, THALES - UMPy	Examineur
M. Grégoire de LOUBENS	Ingénieur Chercheur, CEA - SPEC	Examineur
M. Vincent CROS	Directeur de Recherche, CNRS - UMPy	Directeur de thèse
M. Abdelmadjid ANANE	Maître de Conférences, Université Paris-Sud - UMPy	Co-directeur de thèse

Titre : Détection et excitation d'ondes de spin dans des microstructures de couches ultraminces $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ /métal à fort couplage spin orbite.

Mots clés : ondes de spin, microstructures, YIG, spin orbite

Résumé : L'objectif de ce travail de thèse est d'étudier les possibilités d'excitation, de propagation et de détection d'ondes de spin dans des couches ultraminces de $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (YIG). Pour ce faire, nous proposons d'accéder à la dynamique d'aimantation du YIG à travers l'exploitation de phénomènes de transport électronique polarisé en spin liés aux effets Hall de spin (SHE) existant au sein de métaux normaux (MN) présentant un fort couplage spin-orbite.

Nous avons pour cela fait croître, par ablation laser pulsée, des films de YIG épitaxiés d'épaisseur nanométrique. En effet, le fait de pouvoir disposer de films magnétiques ultraminces est nécessaire pour ouvrir le champ d'étude du YIG à la lithographie et aux techniques de micro-fabrications de la micro-électronique en vue notamment d'applications magnoniques.

L'étude de la dynamique d'aimantation de ces couches magnétiques par résonance ferromagnétique (FMR) nous a permis de quantifier la constante d'amortissement magnétique de Gilbert pour ces films. Pour les meilleurs films ayant une épaisseur de 20 nm celle-ci est de $2 \cdot 10^{-4}$, soit une valeur comparable avec celle des films de YIG d'épaisseur micrométrique obtenus par la technique standard d'épitaxie en phase liquide et seulement un ordre de grandeur supérieure à l'amortissement du YIG massif ($\alpha = 3 \cdot 10^{-5}$). Nous avons pu montrer par des mesures inductives à l'analyseur de réseau que les ondes de spin pouvaient se propager dans de tels films sur plusieurs centaines de microns, ce résultat valide la pertinence de l'emploi de couches de YIG de 20 nm d'épaisseur pour des applications magnoniques.

Afin de procéder à des mesures de détection/excitation d'ondes de spin par exploitation du SHE, nous avons déposé différents métaux (Pt, Pd, CuBi) sur nos films de YIG, formant ainsi des bicouches YIG|MN. Nous avons mis en évidence la détection non locale d'ondes de spin due aux phénomènes d'effet Hall de spin inverse dans le MN et de pompage de spin dont nous avons caractérisé le paramètre de mixing conductance $g_{\uparrow\downarrow}$ à partir d'analyse de résonance ferromagnétique.

Afin d'apporter un élément de réponse sur l'origine d'effets de la magnétorésistance observés dans des bicouches YIG|MN, origine intrinsèque ou extrinsèque (induite par une polarisation magnétique du MN), nous avons effectué des mesures de dichroïsme magnétique circulaire de rayons X au niveau du seuil K du Pd dans des bicouches YIG|Pd. Ces mesures indiquent l'absence de moments magnétiques induits par le YIG dans le Pd avec un seuil de détection estimé à $10^{-5} \mu_B/\text{atome}$. Ce résultat, associé à des mesures de magnéto-transport réalisées sur les mêmes échantillons, nous a permis de montrer que le pompage de spin dans les structures combinant un isolant ferromagnétique et un métal non magnétique, permettait seul (c'est-à-dire sans effets de proximité magnétique) d'expliquer les effets de magnétorésistance d'effet Hall de spin observés dans ces bicouches.

Nous avons étudié la dynamique d'aimantation de nanodisques de YIG et YIG|MN par microscopie à force de résonance magnétique. Cette étude a permis de montrer que la nanostructuration de ces films ne dégrade pas les paramètres α et $g_{\uparrow\downarrow}$ et permet même, grâce au confinement géométrique des modes propres de résonance, d'annuler la contribution inhomogène (ΔH_0) à largeur de raie.

Finalement, à partir de l'injection dans le MN d'un courant électrique continu, nous avons mis en évidence la possibilité de modifier (augmenter/diminuer) la largeur de raie du mode FMR d'un microdisque de YIG|MN, exploitant ainsi le couple de transfert de spin d'un courant de spin créé dans le MN par effet de Hall de spin direct. Au-delà d'une valeur critique pour ce courant, nous avons pu activer (en l'absence d'excitation RF) un régime d'auto oscillations de l'aimantation du YIG. Ce dernier résultat qui confirme la possibilité d'exciter la dynamique d'aimantation dans le YIG par un couple de transfert de spin est très prometteur pour l'intégration des dispositifs magnoniques au sein de circuits électroniques.



Title : Excitation and detection of spinwaves in microstructured ultrathin $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ films capped with metals having large spin orbit coupling.

Keywords : spin waves, microstructures, YIG, spin orbit

Abstract: The aim of this thesis is to study the excitation, the propagation and the detection of spin waves into ultrathin $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (YIG) films. Our approach consists in interacting with the YIG magnetization dynamics thanks to spin polarized electronic transport phenomena related to spin Hall effect (SHE) that occurs within normal metals (NM) which have a large spin orbit coupling.

To do so, we first grew epitaxially, by pulsed laser deposition, nanometer thick YIG films. Having ultrathin magnetic films is indeed necessary to be able to use lithography and microfabrication technics in order to develop magnonic devices.

Studying these films by ferromagnetic resonance (FMR) allowed us to quantify the Gilbert magnetic damping constant, which is down to $2 \cdot 10^{-4}$ for the best 20 nm thick films. This value is comparable to which is reported for micrometer thick YIG films grown by liquid phase epitaxy and is only one order of magnitude higher than the bulk YIG damping ($\alpha = 3 \cdot 10^{-5}$). Inductive measurements performed with a vectorial network analyzer show that spin waves can propagate over hundreds microns through such thin films. The suitability of 20 nm thick YIG films for magnonic applications is therefore confirmed by this result.

In order to detect/excite spinwave by exploiting SHE, we have deposited different metals (Pt, Pd, CuBi) on our YIG films, thus obtaining YIG|NM bilayers. We have performed a nonlocal detection of spin waves based on inverse SHE and spin pumping phenomena. From the FMR analysis, we also measured the spin mixing conductance $g_{\uparrow\downarrow}$ that quantify the efficiency of spin pumping.

To answer the question of the origin of magnetoresistance observed into YIG|NM bilayers, intrinsic or extrinsic origin (ie. induced by the magnetic polarization of the NM), we have measured the X-ray magnetic circular dichroism of YIG|Pd bilayers at the K-edge of Pd. These measurements do not show any induced magnetic moment for YIG to Pt for a resolution of $10^{-5} \mu_B/\text{atom}$. Combining this result with magnetotransport measurements performed on the same samples, allowed us to show that the spin pumping between a ferromagnetic insulator and a nonmagnetic metal could explain (without any magnetic proximity effects) spin Hall magnetoresistance effects observed into these bilayers.

We studied the magnetization dynamics of YIG and YIG|NM nanodisks by magnetic resonance force microscopy. This study has shown that the nanostructuration performed on these films doesn't affect such parameters as α and $g_{\uparrow\downarrow}$, the geometrical confinement even leads to suppress the linewidth inhomogeneous broadening (ΔH_0).

Then, we injected a continuous electrical current through the NM. Using the spin transfer torque of the spin current thus created into the NM by direct spin Hall effect, it allowed us to modified (increased/decreased) the FMR mode's linewidth of a YIG|NM microdisk. After reaching a critical current, we managed to enable (without any RF excitation) a regime of magnetization auto-oscillations into the YIG. This last result, which confirms the ability of exciting the YIG magnetization dynamics by spin transfer torque, is very promising for the integration of magnonic devices into electronic circuits.



Table des matières

Table des matières	5
Introduction	9
1 Dynamique d'aimantation dans les matériaux ferromagnétiques.....	19
1.1 Notions de micromagnétisme.....	20
1.1.1 Hamiltonien	20
1.1.2 Equation de Landau-Lifschitz	22
1.1.3 Constante d'amortissement de Gilbert.....	22
1.2 Résonance ferromagnétique	23
1.2.1 Susceptibilité hyperfréquence.....	24
1.2.2 Condition de résonance.....	26
1.2.3 Loi de Kittel	27
1.3 Les ondes de spin.....	28
1.3.1 Approximation magnétostatique	29
1.3.2 Régime dipolaire.....	30
1.3.3 Influence de l'énergie d'échange	33
1.3.4 Approche corpusculaire : les magnons.....	36
1.4 Mécanismes de relaxation.....	37
1.4.1 Bilan d'énergie du mode FMR.....	38
1.4.2 Largeur de raie	41
1.4.3 Processus microscopiques de relaxation magnétique	42
2 Spintronique dans les bicouches FM-isolant MN	45
2.1 Courant de spin.....	46
2.1.1 Généralités.....	46
2.1.2 Courants polarisés en spin et courants de spin purs.....	47
2.1.3 Diffusion de spin.....	50
2.2 Phénomènes de magnéto-transport à l'interface FM-isolant MN.....	54
2.2.1 Pompage de spin.....	54
2.2.2 Couple de transfert de spin.....	57
2.3 Spin orbitronique.....	62
2.3.1 Effet Hall de spin.....	62
2.3.2 Magnétorésistance d'effet Hall de spin.....	64

3	Intérêt des ondes de spin pour le traitement du signal	69
3.1	Les résonateurs hyperfréquences	70
3.1.1	Les hyperfréquences	70
3.1.2	Evolution des circuits résonants	70
3.1.3	Principaux résonateurs	71
3.1.4	Les résonateurs à YIG	72
3.2	Des ondes magnétostatiques à la magnonique	73
3.2.1	Les dispositifs à ondes magnétostatiques	73
3.2.2	La magnonique	74
3.3	Les principaux défis de la magnonique	77
3.3.1	Contexte technologique	77
3.3.2	Intégration des dispositifs magnoniques	77
4	Elaboration des dispositifs hybrides YIG MN	81
4.1	Croissance par ablation laser pulsée de films ultraminces de YIG	82
4.1.1	Technique de dépôt par ablation laser pulsée	83
4.1.2	Caractérisation des couches ultraminces de YIG	85
4.2	Fabrication des dispositifs magnoniques	89
4.2.1	Pulvérisation cathodique de couches métalliques	89
4.2.2	Gravure du YIG	90
4.2.3	Echantillons produits	91
5	Détection d'ondes de spin dans des bicouches YIG MN	93
5.1	Résonance ferromagnétique de films de YIG	94
5.1.1	Mesure de résonance ferromagnétique	94
5.1.2	Evolution spectrale de la largeur de raie	96
5.1.3	Conclusion	100
5.2	Pompage de spin dans les bicouches YIG Pt	100
5.2.1	Mesures de largeur de raie FMR	100
5.2.2	Mesures d'effet Hall de spin inverse	103
5.2.3	Conclusion	106
5.3	Détection non locale d'ondes de spin par d'effet Hall de spin inverse	106
5.3.1	Dispositif expérimental	107
5.3.2	Résultats de détection par effet Hall de spin inverse	109
5.3.3	Discussions concernant la propagation des ondes de spin	112
5.3.4	Conclusion	119
6	Propriétés magnétiques de l'interface YIG Pd	121
6.1	Recherche de moments magnétiques induits par le YIG sur le Pd	122
6.1.1	Dichroïsme circulaire magnétique de rayons X	122
6.1.2	Résultats XAS et XMCD	124
6.1.3	Discussions	125
6.1.4	Conclusion	129
6.2	Pompage de spin sur bicouches YIG Pd	129
6.2.1	Dispositif expérimental et résultats	129
6.2.2	Conclusion	130

6.3	SMR sur bicouches YIG Pd	130
6.3.1	Dispositif expérimental	131
6.3.2	Résultats.....	131
6.3.3	Discussion	133
6.3.4	Conclusion	135
7	Amplification d'ondes de spin dans des nano-disques YIG Pt	137
7.1	Problématiques de l'excitation par SOT	138
7.1.1	Courant critique	138
7.1.2	La bicouche YIG Pt.....	139
7.1.3	Limitation du courant critique.....	140
7.1.4	Largeur de raie inhomogène.....	140
7.2	Résonance ferromagnétique de nano-disques de YIG et YIG Pt.....	142
7.2.1	Le confinement des ondes de spin	142
7.2.2	Dispositif expérimental	144
7.2.3	Résultats et discussions.....	145
7.2.4	Conclusion	150
7.3	Contrôle de la largeur de raie par SOT.....	150
7.3.1	Dispositif expérimental	150
7.3.2	Résultats et discussions.....	152
7.3.3	Conclusion	160
7.4	Excitation d'ondes de spin par SOT	161
	Conclusion	165
	Perspectives.....	167
	Références bibliographiques	171
	Annexes	181
Annexe A	Tenseur de Polder.....	183
Annexe B	Puissance magnétique absorbée.....	184
Annexe C	Image du seau percé	185
Annexe D	Mesure FMR en détection synchrone	186
Annexe E	Dépendance angulaire de la puissance absorbée par le YIG.....	187
Annexe F	Champ d'Oersted de l'antenne.....	188
Annexe G	Formulaire de conversion CGS-SI	189

Remerciements

J'adresse ma profonde gratitude aux membres du jury pour leur investissement dans la lecture et l'évaluation de ce mémoire. Merci M. Bailleul et S-M. Cherif d'avoir accepté de rapporter sur mon travail de thèse, à P. Lecoeur d'avoir accepté de présider le jury ainsi qu'aux examinateurs J-P. Attane, P. Bortolotti, et G. de Loubens. Je remercie Thales-TRT et l'ANRT pour le financement de cette thèse.

Je tiens à remercier mes deux encadrants de thèse Madjid Anane et Vincent Cros. Madjid, lors de ma soutenance, tu as dit que le transfert de connaissance encadrant/thésard avait été réciproquement égal... J'en conclus que j'ai été un sacré bon prof ! Vincent, Il faudra un jour que tu me dises ton secret pour trouver le temps d'écrire des projets, des papiers, d'encadrer des thèses et de faire encore un peu de physique avec tout ce badminton ! Votre duo a été d'une complémentarité idéale, j'ai particulièrement apprécié votre sens physique et votre disponibilité tout au long de cette thèse. J'espère que de nombreux doctorants auront la chance d'être co-encadrés par vous deux.

Le sujet la magnonique a été initié à l'UMPhy très peu de temps avant cette thèse, cette thématique doit beaucoup à Jean-Claude Mage qui a su percevoir son intérêt pour Thales permettant ainsi un financement CIFRE ; merci également à Paolo d'avoir pris la relève, je tiens à te remercier pour ton aide et ton soutien, en particulier pour l'organisation de ce manuscrit. Aujourd'hui je suis ravi de voir que cette thématique de la magnonique continue toujours à se développer au sein du laboratoire engendrant de nouvelles idées et projets. Je souhaite pour cela bonne chance à Martin (qui a déjà de très beaux résultats) et Lucile qui poursuivent l'aventure du YIG au labo.

Ce travail de thèse repose effectivement avant tout sur la capacité de faire croître d'excellents films de YIG. L'idée de faire croître du YIG par PLD est en fait née d'une partie de tennis entre Eric et Richard Lebourgeois... on ne soulignera jamais assez l'importance de faire du sport ! Je vous suis très reconnaissant ainsi qu'à Rozenn et Hiart pour tout ce travail et vos nombreuses explications qui m'ont permis de comprendre un peu mieux les techniques de croissance de nos échantillons. J'associe à ces remerciements Cécile pour les caractérisations aux rayons X, Sophie pour la lithographie et Cyrile pour les dépôts métalliques.

Ce travail a bénéficié de nombreuses collaborations, je tiens ainsi à saluer l'équipe du CEA SPEC Olivier, Grégoire, Vladimir, Christian et Abbass, nous avons fait ensemble quelques belles découvertes ces dernières années, j'ai beaucoup appris de mes visites au SPEC, merci encore. Je salue également Jamal (cette course au meilleur YIG a été très bénéfique pour la PLD et la LPE), merci à F. Wilhelm et A. Rogalev pour les mesures XMCD, D. Grundler et H. Yu pour la spectroscopie d'ondes de spin, M. Muñoz pour la litho électronique. Je tiens à remercier enfin S.O. Demokritov, M. Bailleul et J.V. Kim pour les discussions et les nouvelles idées apportées autour des réunions de projets.

Pour finir parlons un peu de l'UMPhy, ce laboratoire a bien des qualités mais sa principale est certainement la bienveillance qui y règne et l'esprit d'entraide qui me rend fier de faire partie de ce groupe. Je remercie ainsi les chefs FNVD et FP notamment pour votre accueil et votre écoute ainsi que Anne et Christine sans qui ce labo ne pourrait pas tourner. Plus globalement, je tiens à saluer l'ensemble des permanents pour leur grande disponibilité et leur patience que j'ai certainement éprouvée avec mes nombreuses questions. Cette dernière année ayant été marquée par mon embauche à l'UMPhy je remercie Yves, Fred et Bruno de l'avoir aménagée pour que je puisse terminer la rédaction de ce manuscrit dans les meilleures conditions.

Je tiens à te remercier João avec qui j'ai eu la chance de partager mon bureau, merci pour tout ce savoir dont tu m'as fait bénéficier sur le magnétisme et le reste. Ce bureau a souvent été le théâtre discussions passionnantes régulièrement alimentées par les visites d'Albert et Vincent pour les skyrmions, Julie et Steven pour les parois de vortex, Pierre pour son aide précieuse dans ma compréhension du magnéto-transport, Sören pour la geekerie, Eva pour... nous suggérer d'aller manger ?, André pour les énigmes de math, Nicolas R. pour la science et tout le reste. Puis vint ce cher Noé et là certaines discussions échappèrent à tout contrôle...

Mais je pense qu'une thèse c'est aussi et avant tout cela, l'essentiel n'est peut-être pas résumé dans ce manuscrit après tout. Je souhaiterais donc prolonger ici la liste (non exhaustive) des thésards et post-docs que je salue pour les discussions, les soutiens, les sourires : Nicolas L., Romain et Alex (ahaha), MB et Bruno (même si je ne suis pas de la graphène team), Martin le « narvalo », Laura la mécano, Julian, Piotr, Regina, Ryan, Edouard, Carlos, Flavio, Constance, Karin, Marta, Mathieu, etc.

Je salue également mes amis de longue date qui m'ont soutenu et supporté ces dernières années et plus particulièrement ce cher Gortex, c'est en partie grâce à toi que j'ai décidé de faire une thèse à mon retour du Canada.

Pour finir, j'embrasse ma famille pour son soutien depuis toujours : papa, maman, mamie Janine, ma sœur Delphine, Annie et Gérard Gibaud et enfin Isabelle (c'est surtout grâce à toi que j'ai pu faire cette thèse, merci encore).

Introduction

La dynamique d'aimantation des matériaux ferromagnétiques, et plus particulièrement, le champ d'étude des ondes de spin, est une thématique de recherche très active, motivée par des enjeux à la fois scientifiques et technologiques. En effet, d'un point de vue fondamental, la dynamique des systèmes magnétiques dépend de nombreux mécanismes physiques parfois encore mal compris¹. Sur le plan technologique, les fréquences typiques des ondes de spin étant de l'ordre de quelques gigahertz, ce sujet trouve un intérêt particulier dans le domaine de l'électronique hyperfréquence.

Découvert dans les années 50 [1], le grenat de fer et d'yttrium ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, également appelé YIG), a longtemps servi de matériau de référence permettant d'établir les bases de notre compréhension actuelle de la dynamique d'aimantation. Présentant l'amortissement magnétique le plus faible connu [2], le YIG apparaît, en effet, comme étant un excellent matériau pour l'étude et l'exploitation des ondes de spin. Sa relative facilité de synthèse à l'état massif a rendu ce matériau disponible pour un grand nombre d'études utilisant des techniques aussi variées que la résonance ferromagnétique, la diffusion inélastique de neutrons, la diffusion Brillouin, la microscopie par effet Kerr résolue en temps, etc. D'un point de vue technologique, les cristaux de YIG ont rapidement été exploités pour la réalisation de filtres et d'oscillateurs hyperfréquence, qui restent jusqu'à aujourd'hui les dispositifs les plus performants sur le marché.

Depuis une quinzaine d'années, se développe un nouveau champ de recherche dédié au transport et au traitement d'information opéré par ondes de spin : la

¹ Même pour des systèmes étudiés depuis près de 70 ans.

magnonique. A cette fin, l'importante longueur de propagation des ondes de spin (plusieurs millimètres) qu'offrent les films de YIG s'avère être un atout de taille pour la viabilité de cette technologie émergente.

Dès les années 70, de nombreux concepts de systèmes exploitant les ondes magnétostatiques [3–6] préfiguraient déjà le développement de la magnonique. A l'époque, la compétition avec les technologies de traitement numérique du signal a rapidement compromis la viabilité économique de ces concepts. En effet, tant que les performances des systèmes numériques croissaient au rythme de la loi de Moore, elles étaient économiquement très rentables. Durant cette dernière décennie, une conjonction de facteurs a remis les dispositifs analogiques sur le devant de la scène. Citons d'une part, la stagnation des performances des circuits numériques (avec la fin de la loi de Moore), et d'autre part, l'émergence des nanotechnologies magnétiques accompagnant le développement de l'électronique de spin ; notamment les dispositifs exploitant le transfert de spin [7,8] dans les empilements ferromagnétiques 3d. Ces avancées ont constitué une forte promesse d'intégration pour les dispositifs magnoniques² mais ont exclu, de fait, les matériaux ferromagnétiques isolants comme le YIG.

En 2010, l'annonce par Kajiwara et al. [9] de l'interconversion d'un signal électrique en ondes de spin au sein de films micrométriques de YIG a fortement redynamisé l'activité de recherche autour de ce matériau. En effet, les résultats de cette étude ouvraient pour la première fois la perspective d'interagir (sans champ magnétique hyperfréquence) avec la dynamique d'aimantation d'un film de YIG en mesurant/appliquant un courant électrique sur une couche métallique adjacente possédant un fort couplage spin-orbite. De nombreuses équipes de recherche ont depuis reproduits les expériences de détection d'ondes de spin sur différentes structures hybrides YIG|métal normal (MN) permettant en outre de caractériser différentes propriétés de transport magnéto-électronique au sein des différents MN employés. Cependant, la difficulté à reproduire l'opération inverse (excitation de dynamique d'aimantation) a soulevé des interrogations sur la validité du résultat publié ainsi que sur les mécanismes physiques mis en jeu.

Le principe de l'excitation d'ondes de spin présenté par Kajiwara et al. [9] repose sur un transfert de moment angulaire à l'interface entre le MN et le YIG. La

² Ce n'est d'ailleurs véritablement qu'au début des années 2000, avec les premières mises en évidence expérimentales du transfert de spin, que le terme magnonique a commencé à être employé.

diminution de l'épaisseur de la couche ferromagnétique permet ainsi d'augmenter la densité volumique de moment angulaire transmis. La question de l'emploi de films magnétiques ultraminces (quelques dizaines de nanomètres d'épaisseur) dans les structures hybrides YIG|MN s'est ainsi peu à peu posée pour permettre une excitation d'ondes de spin ; ces films devant, toujours à cette fin, conserver une faible relaxation magnétique. La fabrication de tels films n'a été rendue possible que récemment [10] avec le développement des techniques de croissance épitaxiale d'oxydes. L'obtention de films ultraminces de YIG est également une étape technologique nécessaire à la conception de nanostructures magnétiques qui sont un enjeu important du développement de la magnonique. Les nanostructures magnoniques sont effectivement présentées aujourd'hui comme des alternatives crédibles aux limites de miniaturisation et de consommation de puissance que connaît à son tour la technologie CMOS [11].

L'objectif de ce travail de thèse est ainsi d'étudier expérimentalement, la dynamique d'aimantation et les propriétés de magnéto-transport de structures hybrides YIG|MN ultraminces dans le but, d'une part, d'améliorer la compréhension des mécanismes de transduction dans ces bicouches et permettre la détection, l'excitation et la manipulation (non inductives) d'onde de spin dans le YIG, et, d'autre part, d'envisager la nano-structuration du YIG pour des applications magnoniques.

Le manuscrit est organisé en deux parties elles-mêmes divisées en chapitre. La première partie (chapitres 1 à 3) consiste en une introduction aux principes théoriques nécessaires à la discussion des résultats expérimentaux présentés dans la seconde partie du mémoire (chapitres 4 à 7).

Nous établissons ainsi au chapitre 1 les bases théoriques de la dynamique d'aimantation dans les matériaux ferromagnétiques et présentons les propriétés de différentes structures d'ondes de spin existant au sein de films magnétiques. Nous clôturons ce chapitre par une brève présentation des principaux mécanismes de relaxation magnétique intervenant dans le YIG.

Les mécanismes fondamentaux de la spintronique sont abordés, au sein du **chapitre 2**, dans le but de présenter les notions théoriques relatives au transfert de moment angulaire du YIG au MN (et réciproquement). Enfin, nous décrivons les mécanismes de magnéto-transport permettant l'interconversion, au sein du MN, entre ce flux de moment angulaire et un signal électrique.

Nous présentons brièvement, au **chapitre 3**, le contexte technologique dans lequel s'inscrit ce travail de thèse. En particulier, nous indiquons les principaux défis à surmonter pour permettre le développement technologique de la magnonique.

Au **chapitre 4**, nous décrivons le procédé de fabrication des échantillons utilisés pour ce travail de thèse, en particulier, les principales caractéristiques de la technique employée pour la croissance de nos échantillons, l'ablation laser pulsée, sont présentées.

Le **chapitre 5** est consacré à la détection d'ondes de spin au sein des films de bicouches YIG|MN. Après une analyse des propriétés dynamiques des couches ultraminces de YIG par des mesures de résonance ferromagnétique, nous présentons des mesures de détection électrique (non inductive) locale et non locale d'onde de spin assurée par des effets de magnéto-transport dans le MN.

Nous nous intéressons au **chapitre 6** à l'interface YIG|Pd ; dans un premier temps, nous présentons une étude spectroscopie d'absorption dichroïque visant à déterminer l'existence d'éventuels moments magnétiques induits par effet de proximité de la couche de YIG. Ces résultats sont, par la suite, confrontés à une étude du transfert de moment angulaire via cette même interface.

Finalement, au **chapitre 7**, après une étude préliminaire des propriétés dynamiques de nano-disques de YIG et YIG|Pt, dans une perspective de nano-structuration, nous présentons nos résultats portant sur le contrôle de l'amortissement magnétique, ainsi que sur l'excitation non inductive d'ondes de spin dans des micro-disques YIG|Pt suite au transfert de moment angulaire du Pt vers le YIG.

Eléments théoriques

Chapitre 1

Dynamique d'aimantation dans les matériaux ferromagnétiques

Dans ce chapitre, nous abordons quelques notions théoriques relatives à la dynamique d'aimantation des matériaux ferromagnétiques. Nous introduisons notamment les équations générales d'évolution dynamique du champ d'aimantation, sa structure spatiale en ondes de spin, ainsi que son couplage avec un champ micro-onde. Nous évoquons pour finir les phénomènes de relaxation magnétique qui seront caractérisés dans cette étude.

1.1 Notions de micromagnétisme

Dans les matériaux ferromagnétiques, à une échelle microscopique, les spins électroniques s'alignent spontanément entre eux¹. Cette propriété confère au système un moment magnétique non nul dès lors que la température n'excède pas un niveau critique T_c (appelée température de Curie). Une distribution de moments magnétiques est soumise à un ordre ferromagnétique lorsque, en première approximation, les moments sont alignés parallèlement, le milieu est alors dit magnétiquement saturé.

La théorie du micromagnétisme [12] consiste à traiter un matériau ferromagnétique, à une échelle mésoscopique, comme un milieu continu dans lequel la distribution de moments magnétiques est décrite par un champ vectoriel : l'aimantation \mathbf{M} . On a $|\mathbf{M}| = M_s$, ou M_s est l'aimantation à saturation du matériau². Dans cette thèse, nous utiliserons le système d'unités CGS, un tableau de conversion vers le système SI est donné en Annexe G.

Le YIG, matériau étudié dans cette thèse, est en réalité ferrimagnétique, cependant, aux longueurs d'échelles de la description micromagnétique correspondant aux problématiques abordées dans cette thèse, la distinction entre ferro et ferri-magnétisme s'estompe. Nous traiterons donc dans la suite le YIG comme s'il s'agissait d'un matériau ferromagnétique³.

1.1.1 Hamiltonien

L'évolution de l'énergie d'un système magnétique est décrite par son opérateur hamiltonien \mathcal{H} qui est une fonctionnelle de l'aimantation. Le hamiltonien peut se décomposer en deux termes $\mathcal{H} = \mathcal{H}_m + \mathcal{H}_a$, un terme $\mathcal{H}_m(\mathbf{M})$ (hamiltonien du système magnétique) qui décrit les couplages, aussi bien internes au système (dipolaire, échange...) qu'avec un paramètre extérieur connu (champ magnétique extérieur) et un terme $\mathcal{H}_a(\mathbf{M}, t)$ décrivant le couplage aux autres degrés de libertés extérieurs au système.

¹ Du fait de l'interaction d'échange.

² M_s est une fonction décroissante de la température, en particulier $M_s(T_c) = 0$.

³ En particulier, nous continuerons de parler de température de Curie bien que le terme idoine soit « température de Néel ».

Alors que, comme nous le verrons, \mathcal{H}_m peut-être explicitement exprimé en fonction de \mathbf{M} , \mathcal{H}_a décrit des processus aléatoires, non conservatifs et généralement difficiles à formaliser analytiquement. Nous nous concentrons dans un premier temps sur les mécanismes conservatifs de la dynamique d'aimantation regroupés dans $\mathcal{H}_m(\mathbf{M})$.

Dans la suite nous parlerons d'avantage en termes de densité d'énergie magnétique w_m emmagasinée (telle que $\langle \mathcal{H}_m \rangle = \int_V w_m dV$, où V est le volume magnétique total). Cette énergie peut-être décomposée en différents termes relatifs aux interactions qui affectent l'aimantation du système :

- **L'énergie d'échange w_{ech}** , à la base de l'ordre ferromagnétique, est associée au couplage d'échange entre les moments magnétiques qui tend (dans le cas de l'échange ferromagnétique) à les aligner dans le même sens.

$$w_{ech} = \frac{A}{M_s^2} (\nabla \cdot \mathbf{M})^2, \quad 1.1$$

où A est la constante d'échange du matériau dont découle la longueur d'échange :

$$\Lambda_{ech} = \sqrt{\frac{2A}{4\pi M_s^2}} \quad 1.2$$

La longueur d'échange Λ_{ech} permet de définir l'échelle à laquelle l'aimantation peut être considérée comme uniforme.

- **L'énergie magnetostatique w_{magsta}** . Elle est liée au couplage dipolaire entre les moments magnétiques et résulte, entre autres, de l'accumulation de pseudo-charges magnétique apparaissant (en configuration mono-domaine) à la surface des échantillons. L'énergie magnétostatique dépend alors de la forme du matériau (on parle parfois d'anisotropie de forme).

$$w_{magsta} = -\frac{1}{2} \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{magsta}(\mathbf{M}), \quad 1.3$$

où \mathbf{H}_{magsta} est le champ démagnétisant, son expression est complexe dans le cas général, toutefois pour un échantillon ellipsoïdal $\mathbf{H}_{magsta} = -\vec{N}\mathbf{M}$ où \vec{N} est le tenseur de forme de l'échantillon (ou de désaimantation), on a alors $w_{magsta} = N_x M_x^2 + N_y M_y^2 + N_z M_z^2$ où les facteurs de forme $(N_i)_{i=x,y,z}$ sont les termes diagonaux de \vec{N} .

- **L'énergie de Zeeman** w_z qui correspond au couplage entre l'aimantation \mathbf{M} et le champ magnétique extérieur \mathbf{H}_{ext} .

$$w_z = -\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}} \quad 1.4$$

- Les différents termes **d'énergies d'anisotropies** (magneto-cristalline, magneto-élastique, de surface, etc.)

1.1.2 Equation de Landau-Lifschitz

L'équation d'évolution du champ d'aimantation d'un matériau ferromagnétique est établie en 1935 par Landau et Lifschitz [13] :

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \wedge \mathbf{H}_{\text{eff}}, \quad 1.5$$

où le champ magnétique effectif \mathbf{H}_{eff} est défini comme la dérivée variationnelle de la densité volumique d'énergie magnétique w_m en fonction de l'aimantation [14] :

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{\delta w_m}{\delta \mathbf{M}}, \quad 1.6$$

et γ est l'opposé du rapport gyromagnétique du milieu considéré. Dans le YIG [14], $\gamma \simeq -\gamma_e = \frac{g\mu_B}{\hbar} > 0$, avec $\gamma_e = 2800 \text{ MHz/kOe}$ le rapport gyromagnétique de l'électron libre, g le facteur de Landé et μ_B le magnéton de Bohr.

Rappelons que cette équation est valable sous l'hypothèse que l'aimantation reste quasi-uniforme sur des distances de l'ordre de la longueur d'échange. L'équation de Landau-Lifschitz décrit en particulier le phénomène de précession de Larmor, c'est à dire la précession de l'aimantation autour d'un champ magnétique statique.

1.1.3 Constante d'amortissement de Gilbert

L'influence des couplages non conservatifs de l'aimantation avec différents degrés de liberté extérieurs au système (contenu dans le terme $\mathcal{H}_a(\mathbf{M}, t)$) est formalisée en 1955 par Gilbert [15,16] qui réécrit l'équation de la dynamique (désormais dite de Landau-Lifschitz-Gilbert) :

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \wedge \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \wedge \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \quad 1.7$$

Cette formule diffère de l'équation (1.5) par l'ajout d'un couple qui agit localement sur l'aimantation \mathbf{M} (terme de droite). Le paramètre sans dimension $\alpha > 0$ est

appelé constante de d'amortissement de Gilbert ou encore constante d'amortissement intrinsèque. Il est initialement introduit de manière phénoménologique pour prendre en compte certains termes de relaxation magnétique. La relaxation magnétique décrite par Gilbert est analogue à un frottement « visqueux », le couple qui en résulte tend à aligner l'aimantation parallèlement au champ effectif local.

1.2 Résonance ferromagnétique

Dès 1930, Bloch [17] met en évidence des phénomènes de dynamique d'aimantation résultant du couplage entre un aimant et une onde électromagnétique (OEM). En effet, une distribution de moments magnétiques peut interagir (absorber/émettre) des photons (quanta du champ électromagnétique). Pour une certaine fréquence du champ électromagnétique (déterminée par le hamiltonien du système), ce couplage peut devenir résonant, on parle alors de résonance magnétique.

Les phénomènes de résonance magnétique sont largement étudiés en physique, qu'il s'agisse de la résonance magnétique nucléaire⁴ [18] ou électronique, cas qui nous intéresse ici. Dans les milieux ferromagnétiques, le fort couplage d'échange entre les spins électroniques empêche l'absorption localisée d'un photon par un électron isolé qui conduirait au « retournement » de son spin. L'absorption résonante de photon se fait collectivement, à une échelle mésoscopique et se traduit par une précession du système magnétique autour de sa position d'équilibre, ce phénomène est appelé résonance ferromagnétique [19,20] (ou FMR de l'anglais *ferromagnetic resonance*). D'un point de vue corpusculaire, ce processus se traduit par la création d'un magnon (quantum de l'excitation magnétique) d'où résulte une diminution de la projection de l'aimantation dans sa direction statique (voir le paragraphe 1.3.4).

L'équation LLG est intrinsèquement non linéaire, et la description de l'interaction d'un système ferromagnétique avec une OEM est un problème complexe dans le cas général. Il est en revanche possible de linéariser cette équation pour modéliser de petites oscillations de l'aimantation autour de sa position d'équilibre. Ceci permet de décrire la réponse dynamique à une onde électromagnétique et d'en déduire ses caractéristiques de résonance ferromagnétique.

⁴ Employée notamment pour la caractérisation d'espèces chimiques et l'imagerie médicale.

1.2.1 Susceptibilité hyperfréquence

Pour décrire le couplage résonant, nous considérons un volume ferromagnétique V d'aimantation $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ soumis à un champ magnétique extérieur $\mathbf{H}_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t)$.

Ces champs peuvent s'écrire :

$$\mathbf{H}_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t) = H_0 \hat{\mathbf{z}} + \mathbf{h}(\mathbf{r}, t), \quad 1.8$$

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = M_s \hat{\mathbf{z}} + \mathbf{m}(\mathbf{r}, t), \quad 1.9$$

où H_0 et M_s sont les amplitudes statiques des deux champs (alignés à l'équilibre suivant $\hat{\mathbf{z}}$, voir figure 1.1) et $\mathbf{h}(\mathbf{r}, t)$ et $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ les composantes dynamiques supposées faibles par rapport à leur composantes statiques respectives.

Au premier ordre, la partie dynamique de l'aimantation $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ dépend linéairement du terme source \mathbf{h} , et s'exprime ainsi :

$$\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^t \int_V \vec{R}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') \mathbf{h}(\mathbf{r}', t') d\mathbf{r}' dt', \quad 1.10$$

avec \vec{R} la réponse du système magnétique à l'équilibre à la perturbation \mathbf{h} . Dans le domaine fréquentiel, la relation entre les champs $\mathbf{h}(\mathbf{k}, \omega)e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$ et $\mathbf{m}(\mathbf{k}, \omega)e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$ s'écrit plus simplement :

$$\mathbf{m}(\mathbf{k}, \omega) = \vec{\chi}(\mathbf{k}, \omega) \mathbf{h}(\mathbf{k}, \omega), \quad 1.11$$

où $\vec{\chi} = \mathcal{F}(\vec{R})$ est la susceptibilité hyperfréquence du matériau, transformée de Fourier de la fonction \vec{R} ; $\vec{\chi}$ est également appelée tenseur de Polder⁵.

Nous analysons ici la réponse uniforme⁶ d'un système magnétique à une excitation uniforme ($\mathbf{k} = \mathbf{0}$), c'est le modèle du macrospin qui permet de décrire simplement la dynamique d'un grand nombre de systèmes magnétiques.

Une première approximation consiste à ne considérer que le champ magnétique extérieur dans l'expression du champ effectif de l'équation LLG, ceci revient à ne retenir que l'énergie de Zeeman dans le Hamiltonien du système. La linéarisation de l'équation LLG [14] permet alors de calculer le tenseur de Polder :

⁵ Polder formalise pour la première fois en 1949 la relation linéaire liant \mathbf{m} à \mathbf{h}

⁶ Nous aborderons le cas de la dépendance spatiale de l'aimantation dans la section suivante.

$$\vec{\chi} = \begin{pmatrix} \chi & i\chi_a & 0 \\ -i\chi_a & \chi & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{\parallel} \end{pmatrix}, \quad 1.12$$

où les termes χ , χ_a et χ_{\parallel} sont explicités en Annexe A. Nous ne détaillerons pas davantage la résolution analytique des solutions propres de l'équation LLG, un traitement complet des propriétés de cette équation est disponible dans la référence de Gurevitch et Melkov [14].

Deux remarques peuvent être d'emblée formulées sur la forme générale du tenseur de Polder :

- La composante longitudinale χ_{\parallel} est de très faible amplitude dans les matériaux comme le YIG à faible amortissement magnétique [14], nous la négligerons dans la suite pour considérer qu'un champ hyperfréquence n'excite \mathbf{m} que dans le plan transverse $\hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{y}}$ (voir figure 1.1).
- Le vecteur \mathbf{m} n'est pas colinéaire à \mathbf{h} en raison des termes d'antisymétrie⁷ $\pm i\chi_a$, cette propriété particulière, appelé gyrotropie, implique notamment que, quelle que soit sa polarisation, un champ hyperfréquence excitera les deux composantes de \mathbf{m} dans le plan transverse en induisant une précession elliptique de l'aimantation.

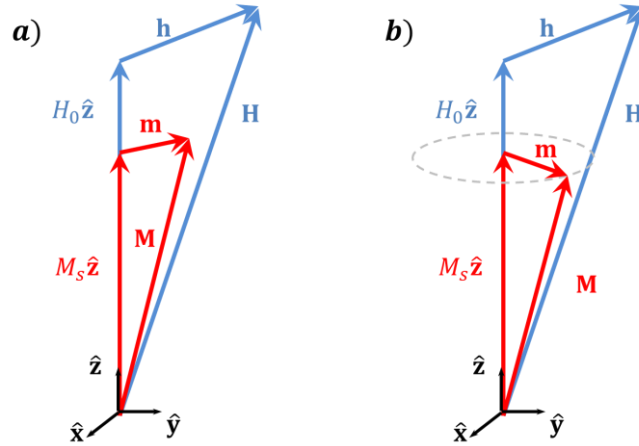


Figure 1.1 Représentation schématique des vecteurs \mathbf{M} et \mathbf{H} décomposés suivant leurs parties statiques $M_s\hat{\mathbf{z}}$ et $H_0\hat{\mathbf{z}}$ et dynamique \mathbf{m} et \mathbf{h} dans le plan transverse $\mathbf{O}\hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{y}}$. a) cas général. b) cas où la constante d'amortissement de Gilbert α est faible la composante longitudinale m_z est alors négligeable [14].

⁷ Les solutions propres de la dynamique d'aimantation sont circulaires.

1.2.2 Condition de résonance

La densité volumique moyenne p_{abs} de puissance électromagnétique absorbée par le volume ferromagnétique est donnée (voir Annexe B) par :

$$p_{abs} = \frac{1}{2} \left\langle \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \cdot \mathbf{H} - \mathbf{M} \cdot \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \right\rangle = \omega \chi'' h^2, \quad 1.13$$

où χ'' , partie imaginaire de χ , s'écrit [14] :

$$\chi''(\omega) \underset{\omega \rightarrow \omega_H}{\approx} \frac{\alpha \gamma M_s \omega_H / 2}{(\alpha \omega_H)^2 + (\omega - \omega_H)^2}, \quad 1.14$$

avec $\omega_H = \gamma H_0$.

L'équation (1.14) permet de définir les conditions de résonance ferromagnétique qui se produit lorsque p_{abs} est maximale, soit pour une fréquence $\omega_{res} = \omega_H$ ⁸. Dans le voisinage de cette résonance ferromagnétique, la puissance absorbée prend la forme d'une lorentzienne d'amplitude inversement proportionnelle à l'amortissement α et de largeur à mi-hauteur $\Delta\omega = 2\alpha\omega_H$, soit un facteur de qualité $Q = (2\alpha)^{-1}$

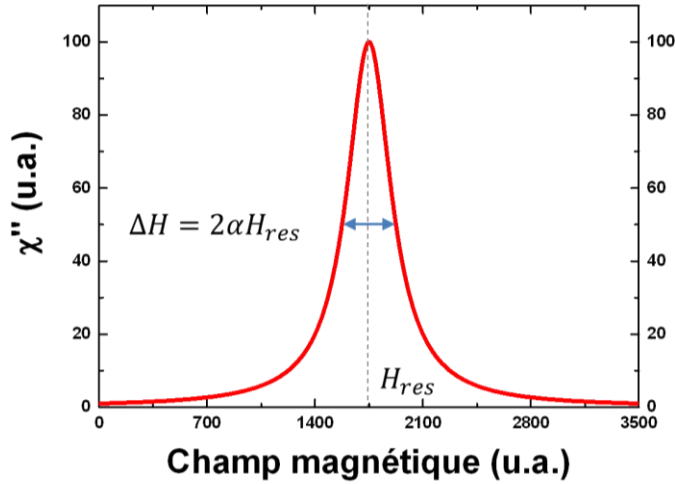


Figure 1.2 Dépendance lorentzienne de la fonction χ'' au champ magnétique.

Il est intéressant de remarquer que ω et H jouent un rôle dual dans l'expression de χ'' . Dans la pratique, on travaille souvent à fréquence fixe, il est alors utile de réécrire l'équation 1.14 en fonction de H_0 :

⁸ La valeur du rapport gyromagnétique $\gamma = 28 \text{ GHz} \cdot \text{T}^{-1}$ donne des fréquences de résonance de l'ordre de quelques gigahertz pour des champs effectifs typiques de l'ordre de quelques kilo-oersteds.

$$\chi''(H_0) \underset{H_0 \rightarrow H_{res}}{\approx} \frac{\alpha M_s H_{res}/2}{(\alpha H_{res})^2 + (H_0 - H_{res})^2}, \quad 1.15$$

où $H_{res} = \omega/\gamma$ est le champ de résonance. La largeur à mi-hauteur de cette lorentzienne vaut $\Delta H = 2\alpha H_{res} = 2\alpha\omega/\gamma$ (voir figure 1.2).

L'expression $\omega_{res} = \omega_H (= \gamma H_0)$ est en fait une approximation assez grossière de la fréquence de résonance, en particulier cette expression laisse croire que ω_{res} ne dépend pas de M_s ce qui est faux dans la majorité des cas pratiques. Dans tous les cas, la connaissance de ω_{res} vs H_0 permet d'exprimer la largeur de raie du pic de résonance avec la relation :

$$\Delta\omega = 2\alpha\omega_{res} = \frac{\partial\omega}{\partial H}\Delta H \quad 1.16$$

1.2.3 Loi de Kittel

En 1948, Charles Kittel montre qu'il est nécessaire de prendre en compte l'influence du champ démagnétisant pour déterminer correctement la résonance ferromagnétique [20], ceci revient, dans le cas d'un échantillon ellipsoïdal, à remplacer le champ \mathbf{H}_{ext} par $\mathbf{H}_{ext} - \vec{N}\mathbf{M}$. La fréquence de résonance ferromagnétique s'écrit alors [14] (en unité CGS) :

$$\omega_{res} = \gamma \sqrt{(H_0 + (N_y - N_z)M_s)(H_0 + (N_x - N_z)M_s)}, \quad 1.17$$

où les facteurs de forme dépendent de la géométrie de l'échantillon (voir figure 1.3).

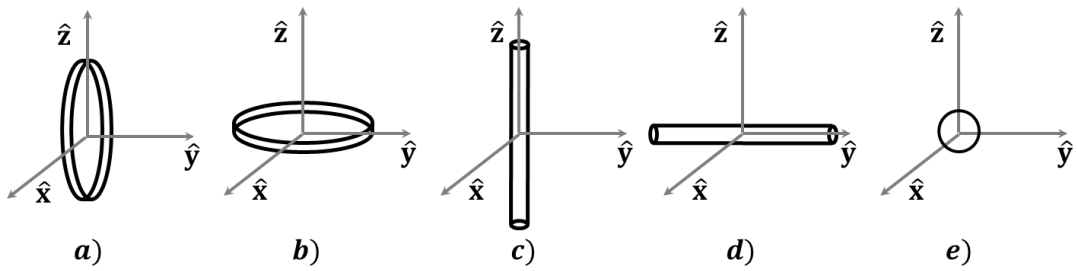


Figure 1.3 Fréquences de résonance ferromagnétique calculées pour quelques géométries d'échantillons (en unités CGS) :

- a) Disque infini, aimantation planaire, $\omega_{res} = \gamma \sqrt{H_0(H_0 + 4\pi M_s)}$
- b) Disque infini, aimantation perpendiculaire, $\omega_{res} = \gamma(H_0 - 4\pi M_s)$
- c) Cylindre infini, aimantation longitudinale, $\omega_{res} = \gamma(H_0 + 2\pi M_s)$
- d) Cylindre infini, champ transverse, $\omega_{res} = \gamma \sqrt{H_0(H_0 - 2\pi M_s)}$
- e) Sphère, $\omega_{res} = \gamma H_0$

La formule de Kittel (1.17) constitue une excellente approximation⁹ de la fréquence de résonance des films magnétiques (qui sont des cas limites du modèle du disque infini, voir figure 1.3).

1.3 Les ondes de spin

Jusqu'à présent, nous avons fait l'hypothèse d'une réponse uniforme de l'aimantation à une excitation hyperfréquence spatialement uniforme ($\mathbf{k} = \mathbf{0}$). C'est dans ce cas de figure (pour lequel l'équation 1.13 est valide) que sont menés les différentes caractérisations FMR réalisés dans cette thèse afin, notamment, d'estimer la constante d'amortissement de Gilbert. Le mode uniforme est ainsi généralement qualifié de *mode FMR*.

D'autres modes d'ondes de spin (chacun associé à un vecteur d'onde $\mathbf{k} \neq \mathbf{0}$) peuvent néanmoins être excités :

- Soit directement, parce que le champ \mathbf{h} n'est pas uniforme.
- Soit indirectement, à travers un couplage avec le mode uniforme, ce phénomène contribue alors à la relaxation magnétique (voir section 1.4).
- Soit lorsque l'extension spatiale du volume magnétique est finie, en particulier dans les structures confinées, les modes propres magnétiques sont alors décrits¹⁰ au moyen de familles de fonctions $(f_i)_{i \in \mathbb{N}}$ chacune centrée sur une fréquence spatiale \mathbf{k}_i en lien avec les dimensions du volume magnétique. Une conséquence importante de la finitude du volume magnétique est qu'un champ uniforme aura une projection non nulle (dans l'espace des \mathbf{k}) sur plusieurs f_i et donc sur des modes non uniformes. Une discussion plus détaillée portant sur confinement magnétique des ondes de spin sera menée au chapitre 7 pour décrire les modes de résonance de nano-disques de YIG.

Nous présentons dans la suite quelques notions relatives à ces modes d'ondes de spin (structure et relation de dispersion) qui sont fondamentales d'une part pour aborder les problèmes de magnonique d'excitation/détection d'ondes propagatives (voir chapitre 5), et, d'autre part, pour l'étude des mécanismes de relaxation

⁹ La prise en compte des champs d'anisotropie est parfois nécessaire.

¹⁰ Par dimension d'espace, le confinement n'étant pas nécessairement tridimensionnel.

(section 1.4) notamment dans les structures magnétiques confinées (voir chapitre 7).

1.3.1 Approximation magnétostatique

Précédemment, afin de déterminer \mathbf{m} , nous avons considéré le champ magnétique \mathbf{h} comme une donnée d'entrée. Dans la pratique, l'influence réciproque entre \mathbf{m} et \mathbf{h} oblige à calculer ces deux champs simultanément. Pour cela, il faut ajouter les relations de Maxwell à l'équation d'évolution de la dynamique.

Le calcul de la relation de dispersion des ondes de spin $\omega(k)$ se fait dans le cadre de l'approximation magnétostatique qui permet de découpler les champs électriques et magnétiques dans les équations de Maxwell. Cette approximation est valable tant que la vitesse de phase de l'onde $v_\phi = \omega/k$ reste petite devant la vitesse de la lumière dans le milieu [14] :

$$v_\phi \ll c/\sqrt{\varepsilon_r}, \quad 1.18$$

avec c est la vitesse de la lumière dans le vide et ε_r la permittivité relative du milieu propagatif. Cette condition est toujours valide dans le domaine d'étude des ondes de spin que nous considérons.

En l'absence de courant électrique ($\mathbf{J} = \mathbf{0}$), l'approximation magnétostatique des équations de Maxwell se traduit par les relations :

$$\nabla \wedge \mathbf{H} = \mathbf{0}, \quad 1.19$$

$$\nabla \cdot \vec{\mu} \mathbf{H} = 0, \quad 1.20$$

où $\vec{\mu}$ désigne le tenseur de perméabilité magnétique ($\vec{\mu} = \vec{1} + 4\pi\vec{\chi}$). L'équation 1.19 implique que le champ magnétique dérive d'un potentiel scalaire ψ :

$$\mathbf{H} = \nabla\psi \quad 1.21$$

Substituer (1.21) dans l'équation 1.20 permet de déduire l'équation de Walker [21] qui régit la structure du potentiel magnétostatique :

$$\nabla \cdot (\vec{\mu} \nabla\psi) = 0 \quad 1.22$$

1.3.2 Régime dipolaire

Nous l'avons vu, les couplages dipolaires et d'échanges agissent en compétition pour, respectivement, soit diminuer l'accumulation de charges magnétiques, soit aligner les spins entre eux. Le terme dipolaire est dominant lorsque la longueur d'onde λ est nettement supérieure à la longueur d'échange Λ_{ech} (soit environ 15 nm dans le cas du YIG [22]) on parle alors d'onde de spin magnétostatiques¹¹, ou MSW (de l'anglais *Magnetostatic Spin Wave*).

La résolution de l'équation de Walker (1.22), en ne tenant compte que des termes dipolaires, permet alors de déterminer les modes d'excitation magnétique ainsi que leur relation de dispersion.

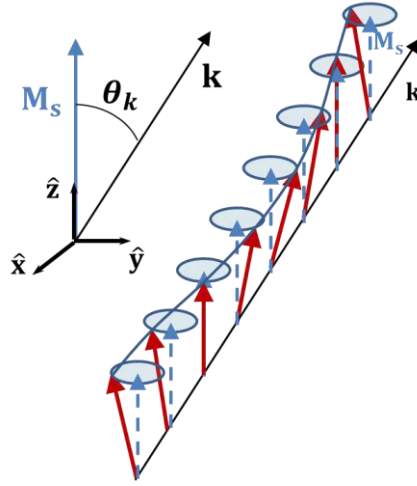


Figure 1.4 Représentation schématique d'une onde de spin de vecteur d'onde \mathbf{k} se propageant avec un angle θ_k par rapport à la direction d'aimantation statique.

Dans le cas d'un volume magnétique infini, les modes sont des ondes planes propagatives dont la relation de dispersion ne dépend que de l'angle θ_k (voir figure 1.4) entre le vecteur d'onde \mathbf{k} et la direction d'aimantation statique \mathbf{M}_s :

$$\omega_{\theta_k} = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M \sin^2 \theta_k)}, \quad 1.23$$

où $\omega_M = \gamma 4\pi M_s$.

Dans le cas qui nous intéresse, d'un film magnétique d'épaisseur d et d'aimantation statique uniforme \mathbf{M}_s , les solutions de (1.22) sont des ondes se propageant suivant un vecteur \mathbf{k} inscrit dans le plan du film.

¹¹ La justification du terme « magnétostatique » pour décrire ces ondes relève du fait que les équations de Maxwell seules permettent de les calculer, l'approximation magnétostatique reste cependant valable lorsque $\lambda < \Lambda_{ech}$.

Nous allons voir trois configurations importantes de \mathbf{M}_s et \mathbf{k} donnant lieu à des structures différentes d'onde de spin.

Magnetostatic Surface Spin Wave

Le champ magnétique est orienté parallèlement au plan de l'échantillon et au vecteur \mathbf{k} (voir figure 1.5.a). Dans cette configuration, l'onde est localisée dans le voisinage d'une des surfaces du film, on parle d'onde magnétostatique de surface ou encore de *Magnetostatic Surface Spin Wave* (MSSW). La relation de dispersion s'approxime par [23] :

$$\omega_{MSSW} = \sqrt{(\omega_H + \omega_M/2)^2 - (\omega_M/2)^2 \exp(-2kd)} \quad 1.24$$

Les modes MSSW, également appelés modes de Damon-Eshbach [24] présentent d'intéressants comportements non réciproques suivant le sens de l'aimantation ; par exemple, pour un vecteur \mathbf{k} donné, la surface du film sur laquelle se propage l'onde dépend de la polarité de \mathbf{M}_s . Ces effets de non réciprocity seront abordés plus en détail dans la troisième partie du chapitre 5.

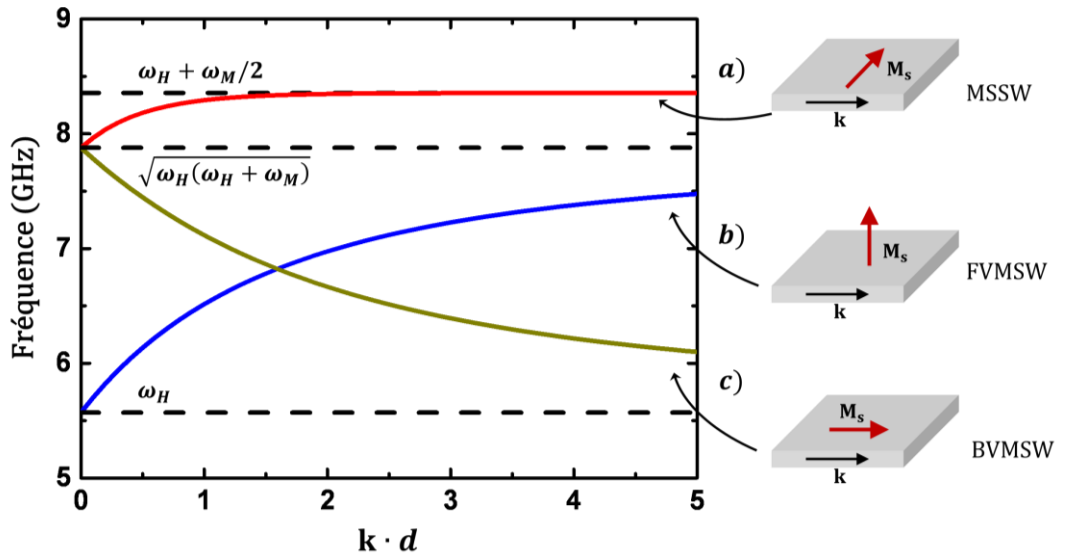


Figure 1.5 Relations de dispersion des trois types d'ondes de spin MSSW, FVMSW et BVMSW correspondant à trois configurations des vecteurs \mathbf{M} et \mathbf{k} respectivement décrites par les schémas a, b et c.

Forward Volume Magnetostatic Spin Wave

Le champ magnétique est orienté perpendiculairement au plan de l'échantillon et donc au vecteur \mathbf{k} également (voir figure 1.5.b). Cette configuration est propice à la

propagation d'ondes de volume appelées *Forward Volume MSW* (FVMSW). La dénomination « *forward* » vient du fait que la vitesse de groupe de l'onde $v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$ est du même signe que la vitesse de phase $v_\phi = \frac{\omega}{k}$, les oscillations au sein d'un paquet d'onde semblent alors se propager dans le même sens que ce dernier. La relation de dispersion s'approxime par [23]:

$$\omega_{FVMSW} = \sqrt{\omega_H \left(\omega_H + \omega_M \left(1 - \frac{1 - \exp(-kd)}{kd} \right) \right)} \quad 1.25$$

Backward Volume Magnetostatic Spin Wave

Le champ magnétique est orienté parallèlement au plan de l'échantillon et perpendiculairement au vecteur \mathbf{k} (voir figure 1.5.c). Cette configuration est propice à la propagation d'ondes de volume appelées *Backward Volume MSW* (BVMSW). Comme leur nom « *backward* » l'indique ces ondes ont une vitesse de groupe v_g de signe opposé à la vitesse de phase, ainsi les oscillations semblent se déplacer « à contre-courant » par rapport à la propagation d'un paquet d'onde. La relation de dispersion s'approxime par [23]:

$$\omega_{BVMSW} = \sqrt{\omega_H \left(\omega_H + \omega_M \frac{1 - \exp(-kd)}{kd} \right)} \quad 1.26$$

L'énergie dipolaire tend généralement à rendre antiparallèle les spins voisins, on pourrait donc s'attendre à ce que les modes de fréquences spatiales élevées possèdent une énergie moindre. Il faut toutefois prendre en compte l'influence des charges magnétiques créées par l'onde sur le champ dipolaire. Dans le cas des configurations MSSW et FVMSW la densité de ces charges croît avec k augmentant alors l'énergie dipolaire (voir figure 1.6). La configuration BVMSW diffère des deux autres en cela qu'elle est totalement transverse ($\mathbf{m} \perp \mathbf{k}$), ceci a pour conséquence une indépendance de la densité de charges magnétiques au vecteur d'onde. L'énergie de l'onde a alors plutôt tendance à décroître avec l'augmentation de k puisque cela entraîne un plus grand désalignement des spins.

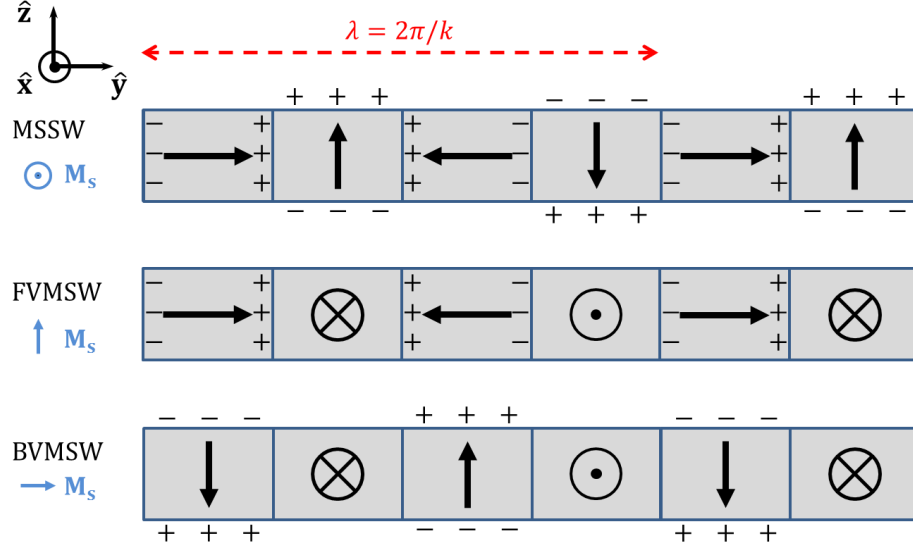


Figure 1.6 Schéma simplifié de la partie dynamique de l'aimantation \mathbf{m} des trois types d'ondes de spin dans un film magnétique et des charges magnétique engendrées ; cette représentation par tranches d'un quart de longueur d'onde permet de décrire la projection moyenne de \mathbf{m} sur les axes \hat{x}, \hat{y} et \hat{z} . Contrairement à la structure transverse des BVMSW, les configurations MSSW et FVMSW accumulent longitudinalement des charges magnétiques dont la densité augmente avec k .

1.3.3 Influence de l'énergie d'échange

Régime d'échange

Lorsque k devient très grand par rapport à $2\pi/\Lambda_{ech}$, c'est désormais le terme énergétique d'échange qui devient prépondérant par rapport au couplage dipolaire, on parlera de régime d'échange. La relation de dispersion dans ce régime est donnée par la formule suivante [25]:

$$\omega = \sqrt{(\omega_H + \eta k^2)(\omega_H + \eta k^2 + \omega_M \sin^2 \theta_k)}, \quad 1.27$$

où $\eta = 2A\gamma/M_s$ dépend de la constante d'échange A .

L'interaction d'échange courbe paraboliquement la relation de dispersion, ce qui a pour effet d'augmenter fortement l'énergie des modes à k élevé. Etant donnée leur très faible longueur d'onde, les ondes de spin perdent leur sensibilité aux conditions aux limites du volume magnétique¹², les modes ne sont plus guidés mais se

¹² La description corpusculaire offerte par le concept magnons est alors la plus pertinente.

propagent comme dans un milieu infini¹³. Ces modes occupent un rôle important dans les mécanismes de relaxation magnétique (voir section 1.4).

Régime de dipôle-échange

Dans le cas des films magnétiques, les travaux théoriques de Kalinikos et Slavin [26] permettent de modéliser la relation de dispersion lorsqu'on ne peut négliger ni le couplage dipolaire ni le couplage d'échange, on parle de régime de dipôle-échange. Dans ce régime, il est nécessaire de prendre en compte les conditions aux limites du film, la structure des ondes de spin est en effet différente suivant l'importance de l'ancrage magnétique aux surfaces du FM [14].

Sous l'hypothèse d'un ancrage nul, la relation de dispersion des ondes de spin pour un film d'épaisseur d aimanté dans le plan prend la forme [27] :

$$\omega = \sqrt{(\omega_H + \eta k^2 + \omega_M N_k)(\omega_H + \eta k^2 + \omega_M(1 - N_k) \sin^2 \theta_k)}, \quad 1.28$$

où $N_k = \frac{1 - \exp(-kd)}{kd}$ est le facteur de forme effectif qui tient compte de l'épaisseur du film.

De même, en aimantation perpendiculaire, la résonance est donné par [28] :

$$\omega = \sqrt{(\omega_H + \eta k^2)(\omega_H + \eta k^2 + \omega_M(1 - N_k))} \quad 1.29$$

Ces relations de dispersion permettent de raccorder les régimes dipolaires et d'échange. Elles sont présentées à la figure 1.7 (en traits pleins) pour un film de YIG de 20 nm dans les trois configurations (\mathbf{M}_s perpendiculaire au film, \mathbf{M}_s planaire et perpendiculaire à \mathbf{k} et \mathbf{M}_s planaire est parallèle à \mathbf{k}).

Spectre complet

La comparaison avec les relations de dispersion calculées pour le régime dipolaire (en pointillé sur la figure) pour les configurations correspondantes (respectivement FVMSW, MSSW et BVMSW) permet de mettre en évidence la limite de validité du régime dipolaire. Lorsque k devient grand, l'influence de l'énergie d'échange s'observe à travers la forme parabolique des courbes de dispersion qui convergent vers les résultats de la formule 1.27 (courbes tiretées).

¹³ Dans un tel milieu, cette relation de dispersion est d'ailleurs valable pour toute valeur de k .

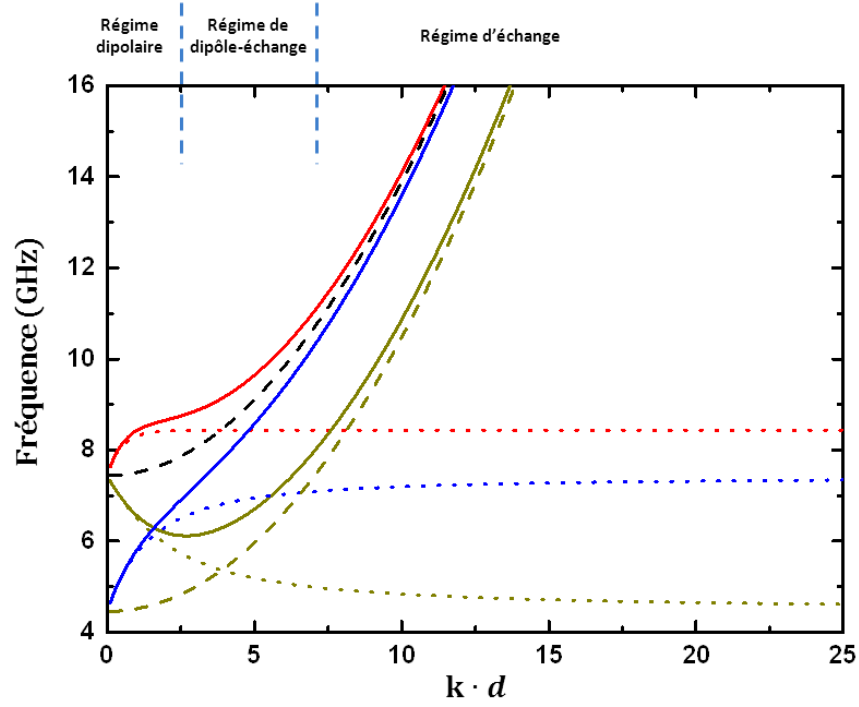


Figure 1.7 Relation de dispersion d'ondes de spin dans un film ferromagnétique. Les trois branches en traits plein correspondent aux configurations : \mathbf{M}_s perpendiculaire au film (en bleu), \mathbf{M}_s planaire avec $\mathbf{M}_s \perp \mathbf{k}$ (en rouge) et \mathbf{M}_s planaire avec $\mathbf{M}_s \parallel \mathbf{k}$ (en vert). Les relations déterminées à partir de l'approximation du régime dipolaire sont tracées en traits pointillés (mêmes couleurs) pour les FVMSW, MSSW et BVMSW respectivement. Les relations déterminées à partir de l'approximation du régime d'échange sont tracées en traits tiretés pour $\mathbf{M}_s \perp \mathbf{k}$ (en noir) et $\mathbf{M}_s \parallel \mathbf{k}$ (en vert).

Dans la configuration planaire avec $\mathbf{M}_s \parallel \mathbf{k}$, la relation de dispersion présente un comportement particulier, elle passe par une valeur minimale pour $k \neq 0$ avant de croître de manière parabolique. Comme nous l'avons précédemment évoqué, ce minimum est dû à la décroissance (en fonction de k) de l'énergie dans le régime dipolaire puis à sa croissance dans le régime d'échange. Ce cas est intéressant à différents titres :

- Premièrement, l'idée souvent intuitive que le mode uniforme serait le mode de plus basse énergie est ici mise en défaut, ceci jouera un rôle important dans l'interprétation des spectres FMR observés dans des nano-disques au chapitre 7.
- Deuxièmement, la présence d'un mode stationnaire ($v_g = 0$) à k non nul permet de disposer (dans son voisinage) de modes propagatifs à des vitesses arbitrairement faibles, ce qui peut être appréciable par exemple pour des problématiques de traitement du signal (voir chapitre 3).
- Troisièmement, cette non-monotonie de la relation de dispersion ouvre une bande de magnons dégénérés (de même énergie mais de vecteurs d'ondes

différents), permettant un transfert d'énergie, notamment du mode uniforme vers des modes du régime d'échange (voir figure 1.13).

1.3.4 Approche corpusculaire : les magnons

Avant d'aborder les mécanismes de relaxation magnétique, il peut être utile de décrire les oscillations de l'aimantation d'une manière duale par un ensemble de quasi-particules : les magnons, quanta d'énergie des différents modes d'excitation [14] ; leur énergie et leur quantité de mouvement valent respectivement :

$$\varepsilon = \hbar\omega \quad 1.30$$

$$p = \hbar k \quad 1.31$$

Les magnons sont assimilables à des bosons de spin 1, la création d'un magnon étant associée au « retournement » d'un spin électronique et donc une variation $\Delta S = \frac{1}{2} - \left(-\frac{1}{2}\right) = 1$.

Notons que, étant des porteurs de spin, un courant de spin peut être associé à un flux de magnon, nous reviendrons au chapitre 2 sur cette notion de courant de spin (davantage employée dans le cas du transport électronique).

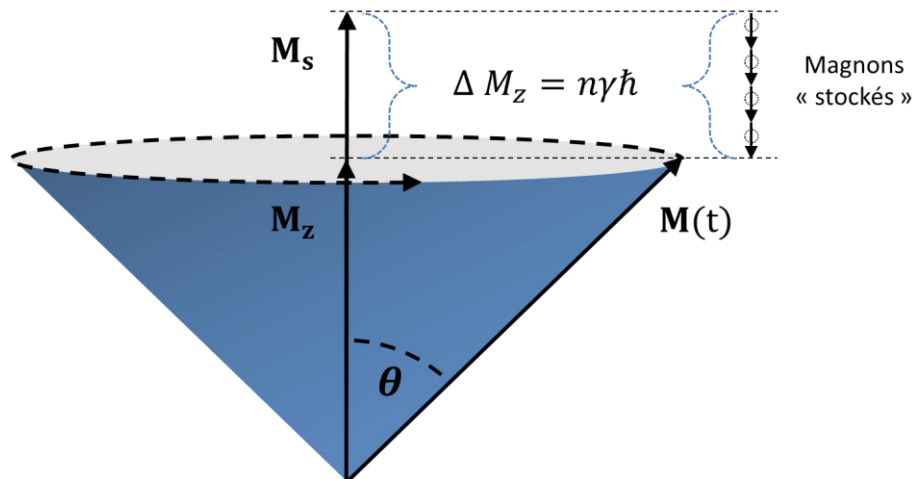


Figure 1.8 Représentation schématique du cône de précession de l'aimantation. L'ouverture du cône diminue la projection de l'aimantation suivant \hat{z} d'une valeur ΔM_z proportionnelle au nombre de magnons contenus dans le système.

La densité volumique d'énergie w emmagasinée par la dynamique d'aimantation est la somme des énergies de tous les magnons :

$$w = \sum_k w_k = \sum_k n_k \varepsilon_k \quad 1.32$$

avec n_k et w_k respectivement les densités volumiques de magnons et d'énergie stockée par mode. L'énergie w_k est le produit de la variation d'aimantation par rapport à l'équilibre $\Delta \mathbf{M} = \mathbf{M}_s - \mathbf{M}$ et du champ effectif \mathbf{H}_{eff} . Sous l'hypothèse de précessions circulaires elle vaut [14] :

$$w_k = \Delta \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{eff}} = \frac{\omega_k \Delta M_{zk}}{\gamma} = \varepsilon_k \frac{\Delta M_{zk}}{\gamma \hbar} \quad 1.33$$

où $\Delta M_{zk} = M_s - M_{zk}$ correspond à la diminution de la projection de l'aimantation suivant $\hat{\mathbf{z}}$ attribuable à la dynamique du mode k ; la densité de magnon de ce mode s'écrit alors $n_k = \frac{\Delta M_{zk}}{\gamma \hbar}$. Il vient finalement :

$$\Delta M_z = \sum_k \Delta M_{z,k} = n \gamma \hbar \quad 1.34$$

où $n = \sum_k n_k$ est le nombre de magnons par unité de volume (voir figure 1.8).

L'équation 1.34 signifie que chaque magnon, indépendamment de son mode, contribue à réduire la projection M_z d'une quantité $\gamma \hbar = g \mu_B$. Par exemple, lors de l'excitation magnétique par un champ micro-onde, chaque photon absorbé crée un magnon dont le moment magnétique $\gamma \hbar$ s'oppose à \mathbf{M}_s .

1.4 Mécanismes de relaxation

Par définition, l'accès à de l'information sur la dynamique d'aimantation passe par des transferts d'énergies entre le système magnétique et l'environnement extérieur. La compréhension des mécanismes de relaxation magnétique tient une importance majeure dans l'étude de ces transferts. Ce sujet est très complexe car il fait intervenir un grand nombre de paramètres ; il n'existe ainsi pas de théorie décrivant complètement tous les phénomènes de relaxation magnétique. Dans ce chapitre, nous nous contenterons d'une brève présentation des principaux processus de désexcitation du mode FMR utiles à l'interprétation des différents résultats de cette thèse.

1.4.1 Bilan d'énergie du mode FMR

Il est intéressant de faire un bilan énergétique du système pour comprendre par quelles voies celui-ci échange de l'énergie avec l'environnement extérieur ; pour cela, repartons de l'équation de LLG :

$$\frac{\partial \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \wedge \mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t) + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \wedge \frac{\partial \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad 1.35$$

La multiplication vectorielle de cette équation par $\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}$ puis son développement en exprimant le champ effectif à partir de la densité volumique d'énergie magnétique stockée dans le système $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{\delta w}{\delta \mathbf{M}}$ (voir équation 1.6) permet d'écrire :

$$\frac{\partial w(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\frac{\alpha}{\omega_M} \left| \frac{\partial \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \right|^2 \quad 1.36$$

Notons que le système magnétique en question comprend pour le moment les éventuels termes source de la dynamique d'aimantation et les différents modes d'ondes de spin (tous décrits dans le champ \mathbf{H}_{eff} , voir figure 1.9.a). Il est important de bien définir le système magnétique pour correctement interpréter les échanges énergétiques.

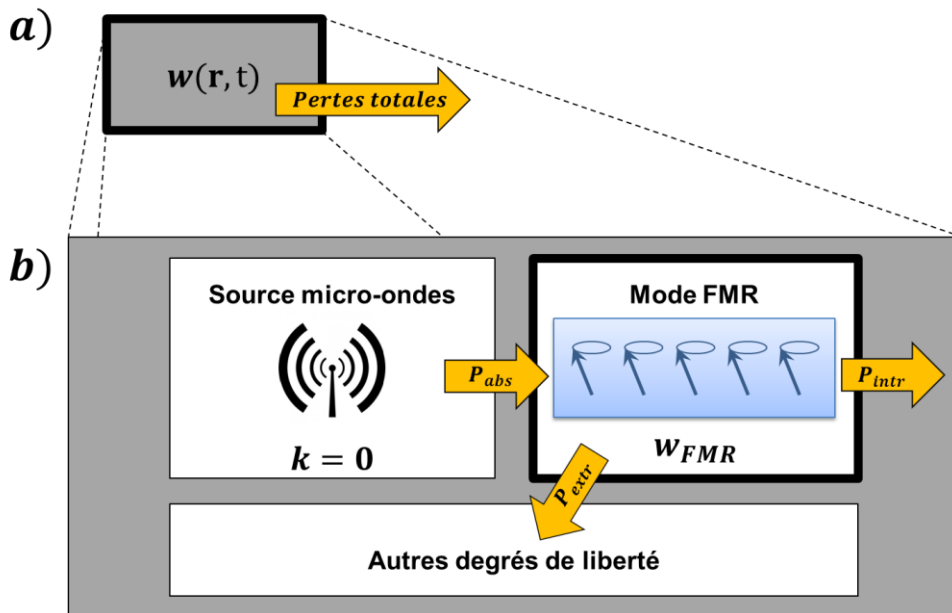


Figure 1.9 Représentation du périmètre du système magnétique (en trait gras). a) le système comprend l'ensemble des modes d'ondes de spin ainsi que les termes sources. b) le système est restreint au seul mode FMR.

Dans notre cas, le système qui nous intéresse est le mode FMR excité par un champ micro-onde (voir figure 1.9.b).

En particulier, l'aimantation est uniforme $\mathbf{M}_{\text{FMR}}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{M}(t)$. Ceci nous amène à réécrire l'équation 1.36 sous la forme :

$$\frac{\partial w_{\text{FMR}}}{\partial t} = p_{\text{abs}} - p_{\text{intr}} - p_{\text{extr}}, \quad 1.37$$

où $\frac{\partial w_{\text{FMR}}}{\partial t}$ est la variation d'énergie du système, p_{abs} la densité de puissance électromagnétique absorbée (voir équation 1.13) et $p_{\text{intr}} = \frac{\alpha}{\gamma M_s} \left| \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right|^2 > 0$ la puissance dissipée à travers l'amortissement de Gilbert. Le terme p_{extr} désigne la puissance magnétique transférée vers les degrés de libertés autres que le mode FMR via d'autres canaux d'amortissement, on parle alors de contribution extrinsèque. Si, en général, les termes extrinsèques dissipent de l'énergie (p_{extr}^-), nous verrons au chapitre 2 qu'ils peuvent également alimenter le mode FMR, (p_{extr}^+) ainsi $p_{\text{extr}} = p_{\text{extr}}^- - p_{\text{extr}}^+$ peut être positif ou négatif.

Pour une précession circulaire de l'aimantation, avec un angle d'ouverture θ (voir figure 1.8), la valeur moyenne de p_{intr} s'écrit :

$$\langle p_{\text{intr}} \rangle = \frac{\alpha \omega^2}{\gamma M_s} M_s^2 \sin^2 \theta = \frac{\alpha \omega^2}{\gamma M_s} (M_s^2 - M_z^2) \approx \frac{2\alpha \omega^2}{\gamma} \Delta M_z, \quad 1.38$$

et en tenant compte de l'énergie du mode FMR (équation 1.33) il vient :

$$\langle p_{\text{intr}} \rangle = 2\alpha\omega \cdot w_{\text{FMR}} \quad 1.39$$

Cette dernière expression permet de définir un temps caractéristique de relaxation magnétique $\tau = (\alpha\omega)^{-1}$ dont l'inverse est le taux d'amortissement intrinsèque. La dépendance linéaire de ce taux à la fréquence ω est propre à l'amortissement intrinsèque. Les contributions extrinsèques dissipent l'énergie selon des taux ne dépendant pas linéairement (voire pas du tout) de la fréquence d'oscillation ω .

Image du seau percé

Afin de se familiariser avec la façon dont le système magnétique évacue son énergie, il est possible de faire une analogie entre l'énergie stockée dans le mode FMR et l'eau contenue dans un seau d'eau percé en son fond (voir figure 1.10).

La densité d'énergie potentielle du liquide contenu dans le seau est proportionnelle au niveau d'eau Δz et s'écrit $w_p = \frac{\rho g}{2} \Delta z$ (analogue à $w_{\text{FMR}} = \frac{\omega}{\gamma} \Delta M_z$) avec ici ρ la masse volumique de l'eau et g l'accélération de pesanteur. En l'absence d'autres contributions, cette énergie diminue pendant un temps $\delta\tau$ d'une grandeur

correspondant à la densité d'énergie cinétique du volume s'écoulant $\delta w_c = p_{evac} \delta \tau$, ce qui permet de déduire la densité de puissance évacuée (voir Annexe C) :

$$p_{evac} = 2 \frac{v}{\Delta z} \frac{S_2}{S_1} \cdot w_p \quad 1.40$$

où v est la vitesse d'échappement du liquide, S_1 et S_2 les surfaces respectives du seau et de son trou (voir figure 1.10).

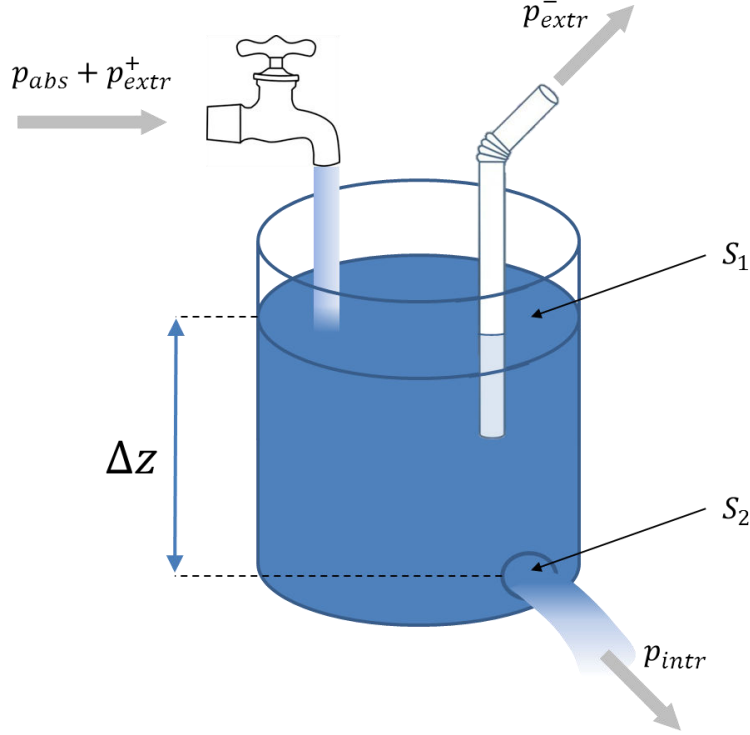


Figure 1.10 Schéma de l'analogie entre la relaxation magnétique et un seau d'eau percé. L'énergie magnétique fournie au système est comparable à de l'eau issue d'un robinet. Naturellement le système dissipe de l'énergie analogue à l'eau fuyant du seau. Enfin, la relaxation extrinsèque est analogue à l'action d'une paille sur le niveau d'eau.

La comparaison des équations (1.39) et (1.40) montre que le paramètre α joue le même rôle que le rapport S_2/S_1 , la fréquence de précession s'identifiant quant à elle alors au rapport $v/\Delta z$. Les termes apportant de l'énergie au système, p_{abs} et p_{extr}^+ , sont analogues à un robinet qui viendrait alimenter le seau en eau, le terme de relaxation extrinsèque p_{extr}^- étant, à l'inverse, comparable à l'action d'une paille qui viendrait pomper de l'eau à un débit arbitraire (voir figure 1.10).

Les limites de cette comparaison apparaissent dans la façon dont le taux de relaxation est relié aux paramètres dynamiques du système. Dans le cas du seau

d'eau, ce taux reste connecté, via sa dépendance à Δz ¹⁴, à la quantité totale d'énergie emmagasinée. A l'inverse, dans le cas de la dynamique d'aimantation, le taux d'amortissement ne dépend que de la fréquence de précession ω .

1.4.2 Largeur de raie

L'analyse de la largeur de raie du mode FMR est la méthode standard d'étude des mécanismes de relaxation d'un système magnétique. Nous avons précédemment déduit de l'équation LLG une largeur de pic FMR valant $\Delta H = 2\alpha H_{res}(\omega)$. Cet élargissement, que nous noterons ΔH_{intr} , est attribuable aux mécanismes de relaxation intrinsèques rassemblés dans le paramètre de Gilbert. Il présente une dépendance spectrale linéaire.

Dans la pratique, les caractérisations FMR permettent souvent de retrouver une variation linéaire de ΔH avec la fréquence. Toutefois l'extrapolation des données montre généralement une valeur strictement positive de la largeur de raie à fréquence nulle, notée ΔH_0 . Il est également parfois possible d'observer une contribution non linéaire à la largeur de raie $\Delta H_{extr}(\omega)$ de sorte qu'on puisse écrire :

$$\Delta H = \Delta H_0 + \Delta H_{intr}(\omega) + \Delta H_{extr}(\omega) \quad 1.41$$

avec $\Delta H_{extr}(0) = 0$.

Le terme $\Delta H_{extr}(\omega)$ regroupe les contributions à la largeur de raie associées aux mécanismes de relaxation extrinsèques. Nous le négligerons souvent dans notre étude, simplifiant considérablement l'analyse de la largeur de raie. Nous verrons toutefois que dans certains cas (voir le paragraphe 1.4.3 et le chapitre 5) il est nécessaire d'en tenir compte.

Avant de revenir, dans le paragraphe suivant, sur les processus microscopiques responsables des élargissements intrinsèque et extrinsèque, concentrons-nous sur le terme ΔH_0 . Ce terme est souvent qualifié « d'élargissement inhomogène », il est attribué aux inhomogénéités spatiales des propriétés de résonance du matériau.

En effet, d'un bout à l'autre d'un film magnétique, le champ magnétique extérieur, la valeur d'aimantation à saturation, les différentes anisotropies (de forme

¹⁴ ν dépend également de Δz via la formule de Toricelli : $\nu^2 = 2g\Delta z$ (si $S_2 \ll S_1$)

(variation d'épaisseur du film) mais aussi magnéto-cristalline ou de surface) peuvent légèrement varier.

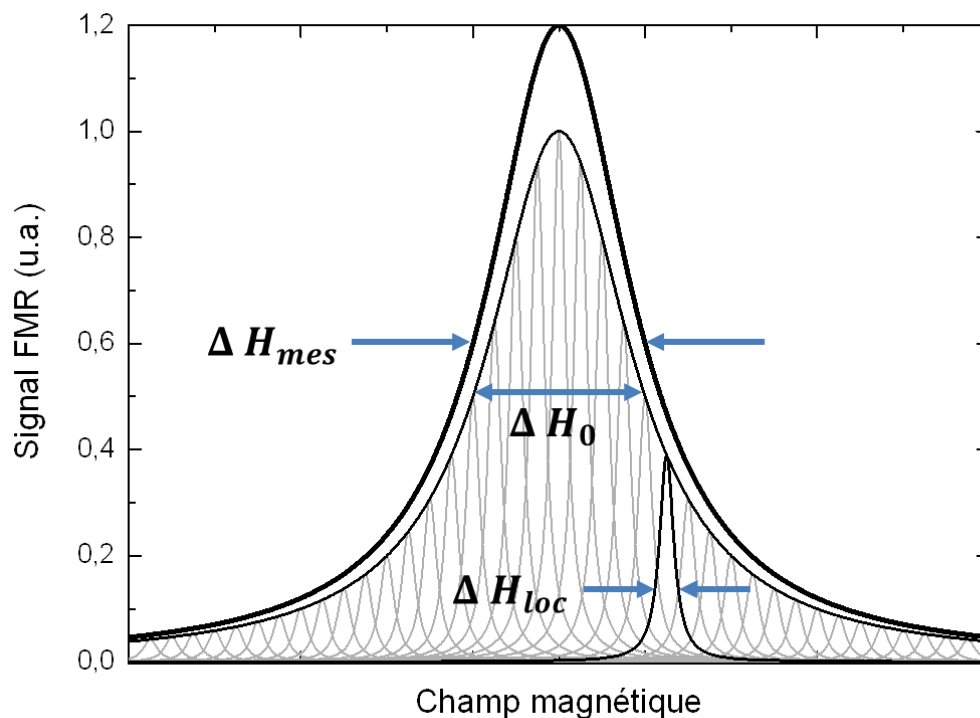


Figure 1.11 Représentation schématisée de l'élargissement inhomogène. Le pic FMR mesuré correspond à une superposition de pics de résonances locales de largeur de raie plus faible $\Delta H_{loc}(\omega)$. La distribution des pics possède sa propre largeur ΔH_0 . La largeur de raie mesurée est ΔH_{mes} est ainsi la somme de ces deux termes.

En conséquence, les différentes zones d'un film magnétique vont présenter des conditions de « résonance locale » [29,30] légèrement distinctes les unes des autres.

Lors d'une mesure FMR, les pics de résonances de chaque zone (légèrement décalés) se superposent pour former le pic de résonance mesuré sur l'échantillon (voir figure 1.11). L'influence globale de cette inhomogénéité est ainsi un élargissement ΔH_0 , indépendant de la fréquence d'excitation, qui vient s'ajouter à la largeur raie des pics de résonances locales $\Delta H_{loc}(\omega)$.

1.4.3 Processus microscopiques de relaxation magnétique

De nombreux mécanismes de diffusion de magnons ont été proposés [31–33] pour décrire à l'échelle microscopique les processus de relaxation magnétique intrinsèque et extrinsèque du mode FMR. La prépondérance de certains mécanismes sur d'autres peut changer suivant le type de matériau

Dans les FM métalliques, les électrons de conduction sont responsables d'une part importante de la relaxation magnétique. Ils sont en effet, à l'origine d'un mécanisme de diffusion des ondes de spin dû au couplage d'échange $s - d$ et captent ainsi une part significative de l'énergie magnétique (par la suite transmise au réseau) [34]. Ce mécanisme n'intervient pas dans le cas du YIG en raison de son caractère isolant. C'est d'ailleurs une des raisons qui explique que la constante d'amortissement de Gilbert du YIG massif ($\alpha = 3 \cdot 10^{-5}$ [35]) est inférieure de deux ordres de grandeur à celle du permalloy (NiFe) ou du Fe monocristallin (FM métalliques présentant les valeurs de α parmi les plus faibles, soient respectivement $7 \cdot 10^{-3}$ et $2 \cdot 10^{-3}$).

Fletcher, LeCraw et Spencer ont proposé une théorie formelle de la relaxation magnétique dans les isolants [36] reposant principalement sur des interactions de type magnons-phonons et magnons-magnons (voir figure 1.12). Nous noterons, sans entrer dans le détail, que chacun de ces deux types d'interactions contient de processus d'amortissement intrinsèque et extrinsèque.

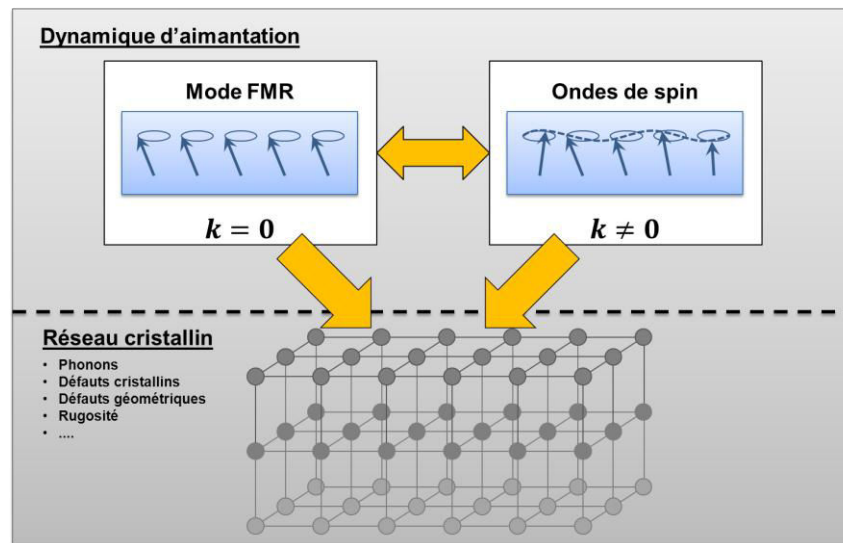


Figure 1.12 Canaux de relaxation de la dynamique du mode FMR, le moment angulaire peut être transféré directement au réseau, ou indirectement par le biais d'un couplage préliminaire avec les différents modes d'onde de spin.

Les interactions de type magnons-phonons concernent généralement des processus de relaxation induits par des impuretés magnétiques. Il en résulte un transfert direct d'énergie du mode FMR vers le bain de phonons du réseau [14,31,33].

Dans les interactions de type magnons-magnons, le moment angulaire est préalablement transféré à d'autres magnons ($k \neq 0$) avant d'être transmis au réseau. Ce transfert peut se faire avec ou sans modification de l'énergie du magnons

(c'est-à dire de la fréquence de précession). L'énergie n'est pas modifiée lorsque le transfert de moment angulaire concerne deux modes dégénérés ; on parle de processus à 2 magnons [31,33,37]. Au sein des films minces, la dégénérescence de modes est rendu possible en aimantation planaire, soit entre deux branches associées à des angles θ_k différents (voir figure 1.4), soit au sein d'une même branche, comme nous pouvons le voir pour la configuration $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}_s$ grâce au caractère non monotone de la relation de dispersion. (voir figure 1.13)

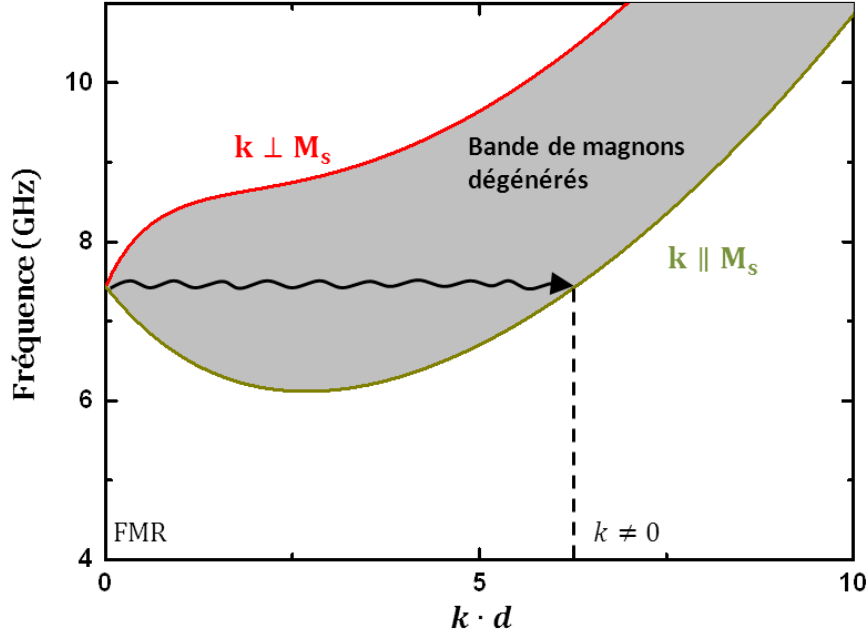


Figure 1.13 Relation de dispersion d'ondes de spin dans un film ferromagnétique aimanté dans le plan. Les deux branches en traits pleins correspondent aux configurations $\mathbf{M}_s \perp \mathbf{k}$ (en rouge) et $\mathbf{M}_s \parallel \mathbf{k}$ (en vert). La région grise correspond à toutes les configurations intermédiaires. Pour une énergie donnée, il existe donc un continuum de modes dégénérés vers lesquels peut relaxer notamment le mode FMR.

Notons enfin que d'autres mécanismes comme la diffusion à 3 ou 4 magnons [31] peuvent également permettre la relaxation du mode uniforme, cette fois vers des magnons non-dégénérés.

Nous évoquerons, au chapitre 5, l'importance que peuvent occuper les processus à 2 magnons dans la relaxation magnétique des couches ferromagnétiques ultraminces et leur impact sur l'évaluation de l'amortissement intrinsèque.

Chapitre 2

Spintronique dans les bicouches FM-isolant|MN

Les notions théoriques relatives au transfert de moment angulaire d'un isolant ferromagnétique vers un métal normal (et réciproquement) sont exposées dans ce chapitre. Après une première partie dédiée à l'introduction des concepts généraux du magnéto-transport dans les métaux, nous présentons les deux phénomènes réciproques (le pompage de spin et le couple de transfert de spin) décrivant ce transfert de moment d'un milieu à l'autre et ses conséquences notamment sur la dynamique d'aimantation du milieu ferromagnétique. Dans une troisième partie, nous présentons certains mécanismes reposant sur le couplage spin-orbite qui permettent, au sein d'un métal non magnétique, la conversion entre courant de spin et courant électrique.

2.1 Courant de spin

2.1.1 Généralités

Le terme *spintronique* renvoie communément à l'idée d'exploitation du spin des électrons pour le transport ou le stockage d'information. L'information en question est en réalité davantage codée par le moment magnétique de spin de l'électron¹ dont l'exploitation repose le plus souvent sur ses interactions avec des systèmes magnétiques [38–40].

Outre les électrons, nous avons vu au paragraphe 1.3.4 que les magnons pouvaient également véhiculer du moment magnétique de spin dans les milieux ferromagnétiques. La question du transfert d'un courant de spin d'un milieu ferromagnétique isolant à un métal non magnétique repose ainsi sur un mécanisme de transduction entre la dynamique d'aimantation et un transport électronique [41].

Tenseur de courant de spin

La notion de courant de spin permet de rendre compte d'un flux de porteurs de spin magnétiques indépendamment des mécanismes de transport impliqués. Le spin étant une grandeur vectorielle, la densité volumique de courant de spin sera exprimée au moyen d'un tenseur \vec{J}_s :

$$\vec{J}_s = \begin{pmatrix} j_{sx}^x & j_{sx}^y & j_{sx}^z \\ j_{sy}^x & j_{sy}^y & j_{sy}^z \\ j_{sz}^x & j_{sz}^y & j_{sz}^z \end{pmatrix} \quad 2.1$$

où les lignes $(\mathbf{j}_{\mathbf{sm}})_{m=x,y,z}$ désignent la densité de courant de spin polarisé suivant le vecteur $\hat{\mathbf{m}}$ et les colonnes $(\mathbf{j}_{\mathbf{s}}^n)_{n=x,y,z}$, la polarisation de la composante de la densité de courant de spin s'écoulant suivant le vecteur $\hat{\mathbf{n}} (= \hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}} \text{ ou } \hat{\mathbf{z}})$.

Modèle à deux canaux

La définition tensorielle du courant de spin (équation 2.1) peut, sous certaines hypothèses, être ramenée à un modèle simplifié décrivant vectoriellement un courant de spin. Ainsi, dans les systèmes où n'apparaît qu'un axe de polarisation magnétique et où les électrons ne sont soumis qu'à un faible taux de phénomènes de retournement de spin (voir paragraphe 2.1.3), le transport de spin peut être

¹ qu'on confondra avec son spin (moment angulaire).

traité à partir d'un modèle à deux canaux de conduction indépendants [42] associés aux états propres *up* et *down*, dont les propriétés de transport peuvent différer.

A chaque canal *up(down)* est associé une densité de courant électrique, grandeur vectorielle, $\mathbf{j}_{\uparrow(\downarrow)}$. La densité totale courant de spin s'écrit alors à partir de la différence de courant de chaque canal :

$$\mathbf{j}_s = -\frac{\hbar}{2e}(\mathbf{j}_{\uparrow} - \mathbf{j}_{\downarrow}) \quad 2.2$$

alors que la densité de courant électrique est sa somme :

$$\mathbf{j}_c = \mathbf{j}_{\uparrow} + \mathbf{j}_{\downarrow} \quad 2.3$$

Dans la suite, afin d'alléger les notations et de fournir une description plus intuitive du flux de courant de spin, nous exprimerons parfois la densité totale de courant de spin en unité de courant électrique² :

$$\hat{\mathbf{j}}_s = \frac{2e}{\hbar} \mathbf{j}_s = -(\mathbf{j}_{\uparrow} - \mathbf{j}_{\downarrow}) \quad 2.4$$

Nous conserverons cette approche « à deux canaux » pour introduire les principaux paramètres du magnéto-transport dans un MN. Le formalisme tensoriel du courant de spin sera réemployé dans les sections 3.2 et 3.3 pour traiter les configurations magnétiques non colinéaires.

2.1.2 Courants polarisés en spin et courants de spin purs

La loi d'Ohm permet de relier le courant électrique de chaque canal de spin à un potentiel électrochimique (PEC) :

$$\mathbf{j}_{\uparrow(\downarrow)} = -\sigma_{\uparrow(\downarrow)} \nabla \left(\frac{\mu_{\uparrow(\downarrow)}}{-e} \right) \quad 2.5$$

où $\sigma_{\uparrow(\downarrow)}$ et $\mu_{\uparrow(\downarrow)}$ désignent respectivement les conductivités électriques et les PEC associés aux électrons de spin *up(down)*.

Un courant de spin peut ainsi apparaître en raison d'un déséquilibre de conductivité ($\sigma_{\uparrow} \neq \sigma_{\downarrow}$) ou de PEC ($\mu_{\uparrow} \neq \mu_{\downarrow}$).

² Cette notation revient à traiter les électrons de spin *up* comme des charges positives et les électrons de spin *down* comme des charges négatives.

Il est important de distinguer le courant de spin j_s selon qu'il s'agisse :

- d'un **courant polarisé en spin**, la polarisation du courant s'écrit $p = j_s/j_c$,
- d'un **courant de spin dit « pur »**, sans courant électrique total ($j_c = 0$).

Courants polarisés en spin

Supposons dans un premier temps que les PEC des deux canaux sont égaux $\mu_\uparrow = \mu_\downarrow$. La conductivité étant une grandeur strictement positive, il est facile de vérifier que ($j_c = 0$) \Rightarrow ($j_s = 0$).

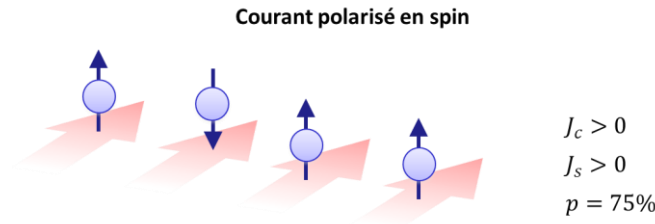


Figure 2.1 Représentation schématique d'un courant polarisé en spin. Le sens de déplacement des électrons est marqué par les flèches rouges. La polarisation permet de mesurer l'amplitude relative de ce courant par rapport au courant électrique (ici $p=75\%$).

Dans la plupart des métaux magnétiques, le transport électronique dépend du spin de l'électron. Par exemple, dans les métaux de transitions ferromagnétiques Fe, Co, Ni ainsi que dans leurs alliages, le décalage des sous-bandes $3d^\uparrow$ et $3d^\downarrow$ dû à l'interaction d'échange engendre une différence de mobilité et de densité d'état au niveau de Fermi (voir figure 2.2) des électrons de spin *up* et *down*.

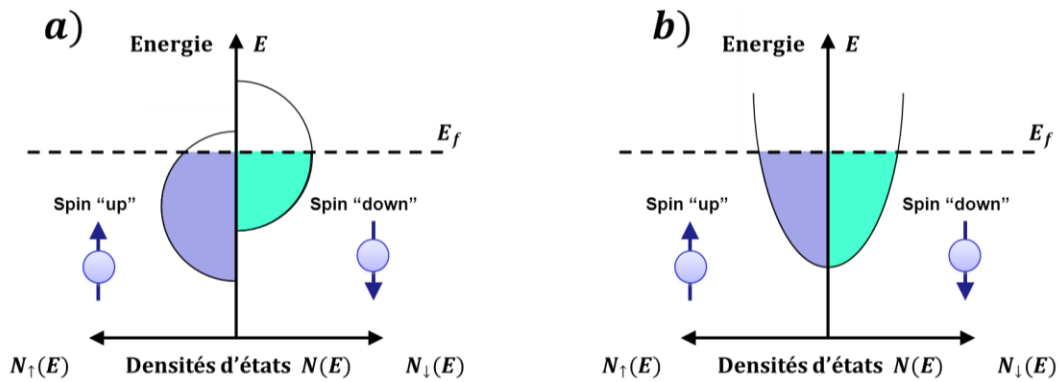


Figure 2.2 Représentation schématique des densités d'états électroniques $N_\uparrow(E)$ en bleu et $N_\downarrow(E)$ en vert des bandes de conduction (a) d'un métal ferromagnétique (bande d) et (b) d'un métal non magnétique (bande s). Au sein du métal ferromagnétique, le décalage en énergie des bandes a pour conséquence une différence de densité d'état au niveau de Fermi pour ces deux polarisations contrairement au métal non magnétique présentant deux bandes symétriques.

Il en résulte une différence de conductivité entre les canaux de spin *up* et *down* ($\sigma_{\uparrow} \neq \sigma_{\downarrow}$), celle-ci étant donnée par la formule d'Einstein [43,44] :

$$\sigma_{\uparrow(\downarrow)} = e^2 D_{\uparrow(\downarrow)} N_{\uparrow(\downarrow)}(E_f), \quad 2.6$$

avec $D_{\uparrow(\downarrow)}$ la constante de diffusion des électrons dans le canal *up(down)* qui est elle-même fonction de la mobilité des électrons dans chaque canal de conduction.

Le courant électrique dans ces métaux est ainsi spontanément polarisé en spin contrairement aux métaux non magnétiques pour lesquels la conductivité est indépendante du spin³.

Courant de spin pur

Considérons à présent un métal normal, la conductivité est la même pour chaque canal *up* et *down*, ainsi l'existence d'un courant de spin dans un tel milieu nécessite d'avoir un déséquilibre de PEC ($\mu_{\uparrow} \neq \mu_{\downarrow}$) appelé accumulation de spin (voir paragraphe 2.1.3).

Une propriété intéressante de ce cas de figure est qu'il rend possible le fait d'avoir à la fois $\mathbf{j}_c = \mathbf{0}$ et $\mathbf{j}_s \neq \mathbf{0}$, ce cas particulier est celui d'un courant de spin dit « pur » (voir figure 2.3). Du fait du caractère isolant du YIG, la spintronique des bicouches YIG|MN concerne essentiellement des courants de spin purs et nous verrons dans les sections 2.2 et 2.3 comment il est possible de générer ce type de courants.

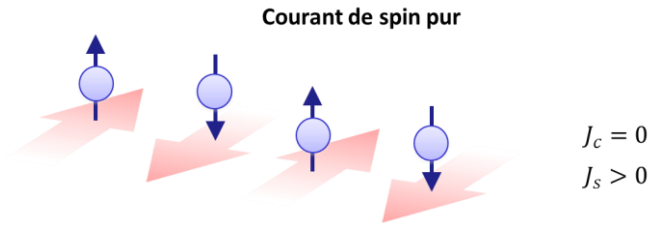


Figure 2.3 Représentation schématique d'un courant de spin pur. Le courant électrique (flèches rouges) est nul en moyenne, cependant un courant de spin up et un courant de spin down se propageant dans des sens opposés s'additionnent pour donner un courant de spin total non nul.

³ Nous parlons ici, de la conductivité longitudinale, nous verrons en effet au sous chapitre 2.3 qu'une conductivité transverse dépendant du spin peut exister dans les NM en raison d'effets de couplage spin-orbite.

2.1.3 Diffusion de spin

Nous avons vu que la notion d'accumulation de spin jouait un rôle central dans l'existence de courant de spin au sein des métaux non magnétiques. Ce déséquilibre de PEC n'est pas imputable au champ électrique qui touche indifféremment les spins *up* et *down* mais provient d'un déséquilibre de potentiel chimique et donc de densité de porteur pour chaque canal. A ce titre le magnéto-transport repose fortement sur des mécanismes de diffusion de spin que nous allons présenter au cours de ce paragraphe.

Longueur de diffusion de spin

Qualitativement, les électrons de conduction (se déplaçant à la vitesse de Fermi v_F) adoptent un comportement balistique soumis à de nombreuses collisions (voir figure 2.4).

Introduisons λ_t le libre parcours moyen d'un électron et τ le temps moyen entre deux collisions, celui-ci s'écrit $\lambda_t = v_F \tau$. Contrairement à la charge électrique, le spin porté par un électron ne se conserve pas indéfiniment. Dans son mouvement ce dernier a, en effet, la possibilité de transférer son moment angulaire lors de certaines de ces « collisions ». Ce phénomène, conduisant à une inversion de son état propre de polarisation dans l'espace des spins (passage de *up* vers *down* et inversement), est appelé « retournement de spin » (*spin flip* en anglais). Le temps moyen entre deux événements de *spin flip* est noté τ_{sf} et la distance totale parcourue par l'électron notée λ_s , s'écrit $\lambda_s = v_F \tau_{sf}$.

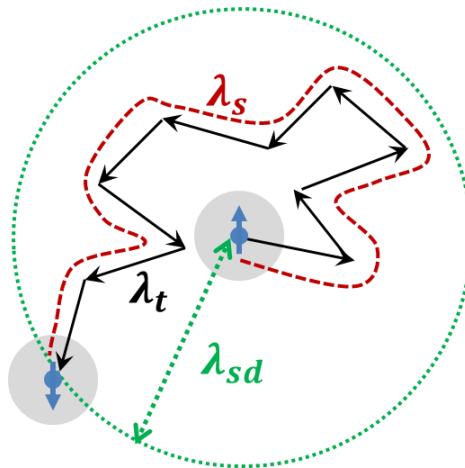


Figure 2.4 Représentation schématisée de la marche aléatoire d'un électron entre deux événements de retournement de spin et des différentes longueurs λ_t (en noir), λ_s (en rouge) et λ_{sd} (en vert).

La longueur de diffusion de spin, que nous noterons⁴ λ_{sd} , est la distance moyenne sur laquelle est diffusé l'électron, dans son mouvement de marche aléatoire, entre deux événements de *spin flip*. En notant N le nombre moyen de collisions entre deux *spin flip*, la longueur de diffusion de spin s'écrit :

$$\lambda_{sd} = \lambda_t \sqrt{N/3} \quad 2.7$$

Or, par définition, $\lambda_s = N\lambda_t$, il vient ainsi :

$$\lambda_{sd} = \sqrt{\frac{\lambda_s \lambda_t}{3}} = v_F \sqrt{\frac{\tau_{sf} \tau}{3}}, \quad 2.8$$

La longueur de diffusion de spin peut également se réécrire [45] :

$$\lambda_{sd} = \sqrt{D\tau_{sf}}, \quad 2.9$$

où $D = v_F^2 \tau / 3$, est la constante de diffusion de l'électron. Remarquons que dans les FM métalliques, les équations (2.8) et (2.9) s'appliquent au niveau de chaque canal de conduction, la diffusion restant propre à chaque population de spin. Il est toutefois possible d'attribuer à un tel matériau, des grandeurs caractéristiques moyennes (λ_{sd} , D et τ_{sf}) qui vérifient l'équation (2.9) et qui seront utilisées pour décrire l'accumulation de spin dans ces milieux.

Accumulation de spin

L'accumulation de spin est un phénomène correspondant localement à un excès d'une population de spin donnée par rapport à sa densité volumique attendue à l'équilibre thermodynamique. Dans sa définition générale, elle est exprimée par un vecteur $\boldsymbol{\mu}_s$ pointant dans la direction de polarisation des spins accumulés. Dans le modèle à deux canaux, cette direction est donnée par la polarisation du FM. L'accumulation de spin [46,47] est alors une quantité scalaire, formellement définie comme la différence entre les potentiels électrochimiques locaux des spins *up* et *down* [46] :

$$\mu_s = \mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow} \quad 2.10$$

Contrairement à la charge électrique, le fait d'accumuler des porteurs de spin ne génère pas de champ électromoteur qui limiterait le processus d'accumulation, le

⁴ Cette longueur est parfois également noté l_{sf} dans la littérature.

déséquilibre de porteur de spin est principalement contrebalancé par les mécanismes de diffusion et de relaxation tendant à rétablir localement la population d'équilibre de chacun des deux canaux. Un courant de spin de diffusion $\mathbf{j}_s^{\text{diff}}$ est ainsi associé à tout gradient d'accumulation de spin :

$$\mathbf{j}_s^{\text{diff}} = -2 \frac{\sigma_{\uparrow}\sigma_{\downarrow}}{\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}} \nabla \left(\frac{\mu_s}{e} \right) \quad 2.11$$

Le courant de spin total s'écrit finalement :

$$\mathbf{j}_s = \mathbf{j}_s^{\text{diff}} + \mathbf{j}_s^{\text{dériv}} , \quad 2.12$$

où le courant de dérive $\mathbf{j}_s^{\text{dériv}} = -\frac{\sigma_{\uparrow}-\sigma_{\downarrow}}{\sigma_{\uparrow}+\sigma_{\downarrow}} \mathbf{j}_c$, tout comme $\mathbf{j}_s^{\text{diff}}$, se déduisent des équations (2.2), (2.3) et (2.5).

Dans un métal non magnétique, la conductivité électrique est la même pour les états de spin *up* et *down* ($\sigma_{\uparrow} = \sigma_{\downarrow} = \sigma/2$), ceci a pour conséquence $\mathbf{j}_s^{\text{dériv}} = \mathbf{0}$, le courant de spin n'est que diffusif⁵ et s'écrit :

$$\mathbf{j}_s = -\sigma \nabla \left(\frac{\mu_s}{e} \right) \quad 2.13$$

Equation de diffusion de spin

Comme nous venons de le voir, l'accumulation de spin occupe un rôle central dans la détermination du courant de spin (en particulier dans les MN). Elle est régie par l'équation de diffusion de spin [48] :

$$\nabla^2 \mu_s = \frac{\mu_s}{\lambda_{sd}} \quad 2.14$$

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons la transmission d'un courant de spin perpendiculairement à l'interface FM|MN, cette configuration est dite CPP (courant perpendiculaire au plan). Les géométries considérées sont invariantes par translation dans le plan de cette interface (voir figure 2.5). Dans ce cas unidimensionnel, l'accumulation de spin prend la forme suivante :

$$\mu_s(z) = A \cdot e^{z/\lambda_{sd}} + B \cdot e^{-z/\lambda_{sd}} \quad 2.15$$

⁵ Nous verrons à la partie 3.2 que la prise en compte du couplage spin orbite ajoute un terme de courant de dérive au sein des MN.

où les facteurs A et B sont déterminés à partir des densités de courant de spin aux frontières du MN.

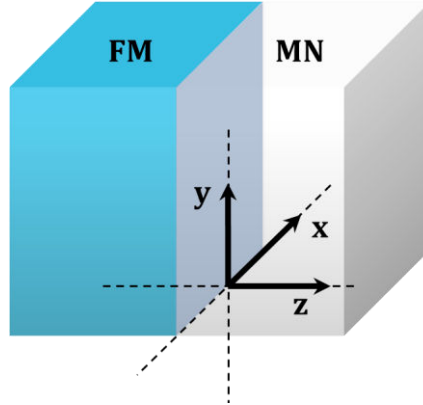


Figure 2.5 Schéma et orientation par rapport aux axes \hat{x} , \hat{y} et \hat{z} de la configuration de la bicouche FM|MN décrite dans ce chapitre.

Différentes techniques, dites d'injection de spin, permettent d'accumuler du spin dans un MN. Par exemple, le passage d'une courant électrique à travers bicouche FM-métallique|MN [45,49,50] a pour conséquence une accumulation de spin à l'interface entre les deux matériaux ; accumulation qui s'étend sur les longueurs de diffusion de spin λ_{sd}^{FM} et λ_{sd}^{MN} de part et d'autre de l'interface (voir figure 2.6).

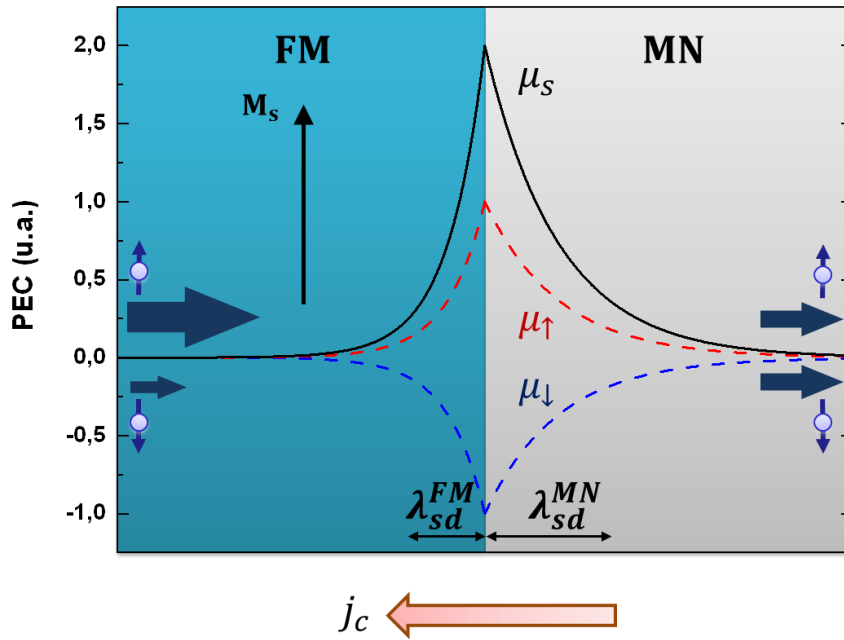


Figure 2.6 Représentation de l'effet d'accumulation de spin suite à l'injection d'un flux d'électrons du FM-métallique vers le MN (courant électrique j_c opposé). Les potentiels chimiques des spin *up* et *down* sont tracés traits tiretés, l'accumulation de spin μ_s est tracée en trait plein. Hors de la zone d'accumulation de spin définie par λ_{sd} , la polarisation du courant (flèches bleues) est nulle dans le MN et dépend de la structure de bande dans le FM.

En raison du caractère isolant du YIG, les sources d'accumulation de spin entrant en jeu dans le cas des structures hybrides YIG|MN, sont nécessairement des courants de spin pur. Nous présentons, dans la partie suivante, les mécanismes de couplage entre l'accumulation de spin coté MN et la dynamique d'aimantation coté FM-isolant⁶.

2.2 Phénomènes de magnéto-transport à l'interface FM-isolant|MN

Dans la suite, nous considérerons une bicouche YIG|MN, où t_{FM} et t_{NM} sont les épaisseurs des couches FM et MN respectivement. En particulier, t_{FM} est de l'ordre de la longueur d'échange dans le matériau ferromagnétique, ainsi l'aimantation sera considérée uniforme selon l'épaisseur du film magnétique.

2.2.1 Pompage de spin

Principe général

Lorsqu'un matériau FM est en contact avec un MN, une partie du moment angulaire de précession de l'aimantation du FM peut être transmis au MN. Ce phénomène est appelé pompage de spin (voir figure 2.7). Dans le cas de couches magnétiques ultraminces, le pompage de spin met en jeu un couplage entre l'ensemble de l'épaisseur magnétique et les électrons de conduction du MN dans le voisinage de l'interface.

Cet effet, initialement observé dans les bicouches FM-métallique|MN [46,51], peut être décrit par une théorie de diffusion développée par Tserkovnyak *et al.* [52] également applicable aux bicouches FM-isolant|MN. L'effet de pompage de spin dans une telle structure n'est toutefois observé expérimentalement qu'à partir de 2010 avec les travaux de Kajiwara *et al.* [9] sur des bicouches YIG|Pt.

⁶ Typiquement du YIG dans ce travail, toutefois nous parlerons autant que possible de FM-isolant pour ne pas nuire à la généralité.

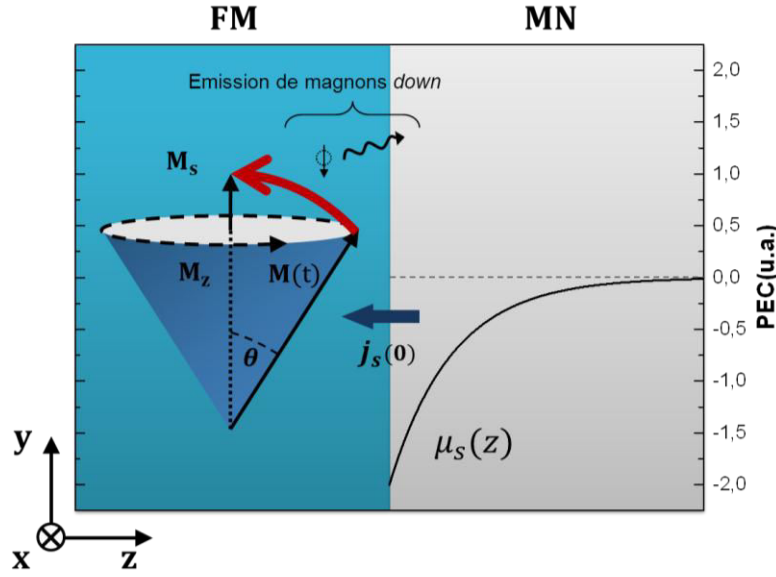


Figure 2.7 Représentation de l'effet de pompage de spin à l'interface FM-isolant|MN. Le FM est ici aimanté suivant \hat{y} parallèlement à l'interface et l'aimantation est sujette à une précession autour de cet axe. La présence de la couche métallique accentue, par pompage de spin, la relaxation magnétique en contribuant à fermer le cône de précession (flèche rouge). D'un point de vue corpusculaire, la réduction de \mathbf{M}_z résultant de cette fermeture de cône, correspond (voir chapitre 1) à une perte de magnons de spin *down* transférés du FM vers le MN ou, de manière équivalente, à l'établissement, à l'interface entre ces deux matériaux, d'un courant de spin pur $\mathbf{j}_s(\mathbf{0})$ allant du MN vers le FM (flèche bleue). Le pompage de spin crée ainsi une accumulation de spin négative.

Coté FM, le pompage de spin se traduit par l'ajout d'un canal de relaxation supplémentaire pour la dynamique de relaxation. Dans le MN, ce phénomène donne lieu à l'apparition d'un courant de spin pur perpendiculaire à l'interface FM|MN donné par l'expression [52–54] :

$$\mathbf{j}_s^{\text{FM} \rightarrow \text{MN}} = \mathbf{j}_s^z(\mathbf{0}) = -\frac{\hbar}{4\pi} \left(g_r^{\uparrow\downarrow} \left(\hat{\mathbf{m}} \wedge \frac{\partial \hat{\mathbf{m}}}{\partial t} \right) + g_i^{\uparrow\downarrow} \left(\frac{\partial \hat{\mathbf{m}}}{\partial t} \right) \right), \quad 2.16$$

où $\hat{\mathbf{m}}$ est le vecteur d'aimantation normalisé et $g^{\uparrow\downarrow} = g_r^{\uparrow\downarrow} + i g_i^{\uparrow\downarrow}$ le paramètre de *spin mixing conductance* (exprimé en m^{-2}).

Ce paramètre permet de mesurer la capacité de l'interface à transmettre du moment angulaire de spin.

Dans la littérature, plusieurs calculs [55,56] *ab initio* de structures de bandes ont permis d'estimer ce paramètre pour différentes interfaces. Dans le cas des structures hybrides YIG|MN, la partie imaginaire $g_i^{\uparrow\downarrow}$ peut être négligée [56,57] devant la

partie réelle $g_r^{\uparrow\downarrow}$, hypothèse que nous ferons par la suite. Dès lors, la densité de courant de spin transmise au MN s'écrit plus simplement :

$$\mathbf{j}_s^{\text{FM} \rightarrow \text{MN}} = \mathbf{j}_s^z(\mathbf{0}) = -\frac{\hbar}{4\pi} g_r^{\uparrow\downarrow} \left(\hat{\mathbf{m}} \wedge \frac{\partial \hat{\mathbf{m}}}{\partial t} \right) \quad 2.17$$

Effet du pompage de spin sur la relaxation magnétique

Le courant de spin pompé coté MN se traduit par un couple de *spin pumping* $\boldsymbol{\tau}_{\text{SP}}$ appliqué par unité de volume à l'aimantation ; l'équation LLG s'écrit alors (sous sa forme normalisée) [53] :

$$\frac{\partial \hat{\mathbf{m}}}{\partial t} = -\gamma \hat{\mathbf{m}} \wedge \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \hat{\mathbf{m}} \wedge \frac{\partial \hat{\mathbf{m}}}{\partial t} + \boldsymbol{\tau}_{\text{SP}}, \quad 2.18$$

avec

$$\boldsymbol{\tau}_{\text{SP}} = -\frac{\gamma}{M_s t_{\text{FM}}} \mathbf{j}_s^z(0) = \frac{g_r^{\uparrow\downarrow} \gamma \hbar}{4\pi M_s t_{\text{FM}}} \hat{\mathbf{m}} \wedge \frac{\partial \hat{\mathbf{m}}}{\partial t} \quad 2.19$$

Le couple de *spin pumping* agit de manière analogue à celui décrivant l'amortissement intrinsèque. Ainsi, l'influence du pompage de spin sur la dynamique d'aimantation revient à ajouter un terme supplémentaire au paramètre d'amortissement de Gilbert :

$$\alpha_{\text{YIG|NM}} = \alpha_{\text{YIG|NM}} + \alpha_{\text{sp}}, \quad 2.20$$

avec

$$\alpha_{\text{sp}} = \frac{g_r^{\uparrow\downarrow} \gamma \hbar}{4\pi M_s t_{\text{FM}}}. \quad 2.21$$

Courant de spin dans le métal normal

Dans le MN, le phénomène de pompage de spin se traduit par l'apparition d'un courant de spin pur perpendiculaire à l'interface FM|MN donné par l'expression [52,53] :

$$\mathbf{j}_s^z(0) = -\frac{\hbar}{4\pi} g_r^{\uparrow\downarrow} \left(\hat{\mathbf{m}} \wedge \frac{\partial \hat{\mathbf{m}}}{\partial t} \right) \quad 2.22$$

Pour un film de YIG aimanté suivant $\hat{\mathbf{y}}$ (voir figure 2.7) avec une précession circulaire de l'aimantation, le vecteur $\hat{\mathbf{m}}$ s'écrit :

$$\hat{\mathbf{m}} = \begin{pmatrix} \sin \theta \sin \omega t \\ \cos \theta \\ \sin \theta \cos \omega t \end{pmatrix}, \quad 2.23$$

où θ est l'angle d'ouverture du cône de précession. Ceci conduit à :

$$\mathbf{j}_s^z(0) = \frac{\hbar\omega}{4\pi} g_r^{\uparrow\downarrow} \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \theta \sin \omega t \\ -\sin^2 \theta \\ \sin \theta \cos \theta \cos \omega t \end{pmatrix} \quad 2.24$$

Le courant de spin CPP injecté par pompage de spin possède ainsi une composante continue polarisée suivant la direction d'aimantation statique (ici $\hat{\mathbf{y}}$) et une composante dynamique, de moyenne nulle et colinéaire à $\hat{\mathbf{m}}$.

La partie polarisée dans le plan ($\hat{\mathbf{z}}\hat{\mathbf{x}}$) de ce courant de spin présente l'avantage de fournir un signal directement proportionnel à l'état dynamique du système et, pour de faibles oscillations, indépendant de la puissance magnétique d'oscillation ($\cos \theta \approx 1$). Ceci peut offrir un moyen de caractérisation du paramètre $g_{\uparrow\downarrow}$. Cependant d'autres effets physiques comme le champ d'Oersted présentent la même symétrie que ce courant et peuvent compliquer la mesure [58].

Dans ce travail de thèse, nous nous concentrons sur la partie continue de ce courant de spin :

$$\overline{\mathbf{j}_s^z(0)} = j_{sy}^z(0) \hat{\mathbf{y}} = -\frac{\hbar\omega}{4\pi} g_r^{\uparrow\downarrow} \sin^2 \theta \hat{\mathbf{y}} \quad 2.25$$

Ce courant moyen transféré au MN par pompage de spin est polarisée suivant $\hat{\mathbf{y}}$. Par ailleurs, il est proportionnel à ω ainsi qu'à $\sin^2 \theta$ ce qui en fait un courant relativement faible par rapport à la composante dynamique. Il est intéressant de constater que ce courant est de signe négatif (voir figure 2.7). En effet, dans l'espace des spins, une relaxation de l'aimantation correspondra à l'émission de spin *down* ; il en résulte un courant de spin négatif traversant la paroi du FM vers le MN (ou, de manière équivalente, un courant positif du MN vers le FM).

2.2.2 Couple de transfert de spin

Principe général

Le transfert de spin (STT de l'anglais *spin transfert torque*) est le phénomène de transmission d'un couple dit de transfert de spin (ou STT, de l'anglais *spin transfert torque*) d'un courant de spin porté par des électrons à un système magnétique.

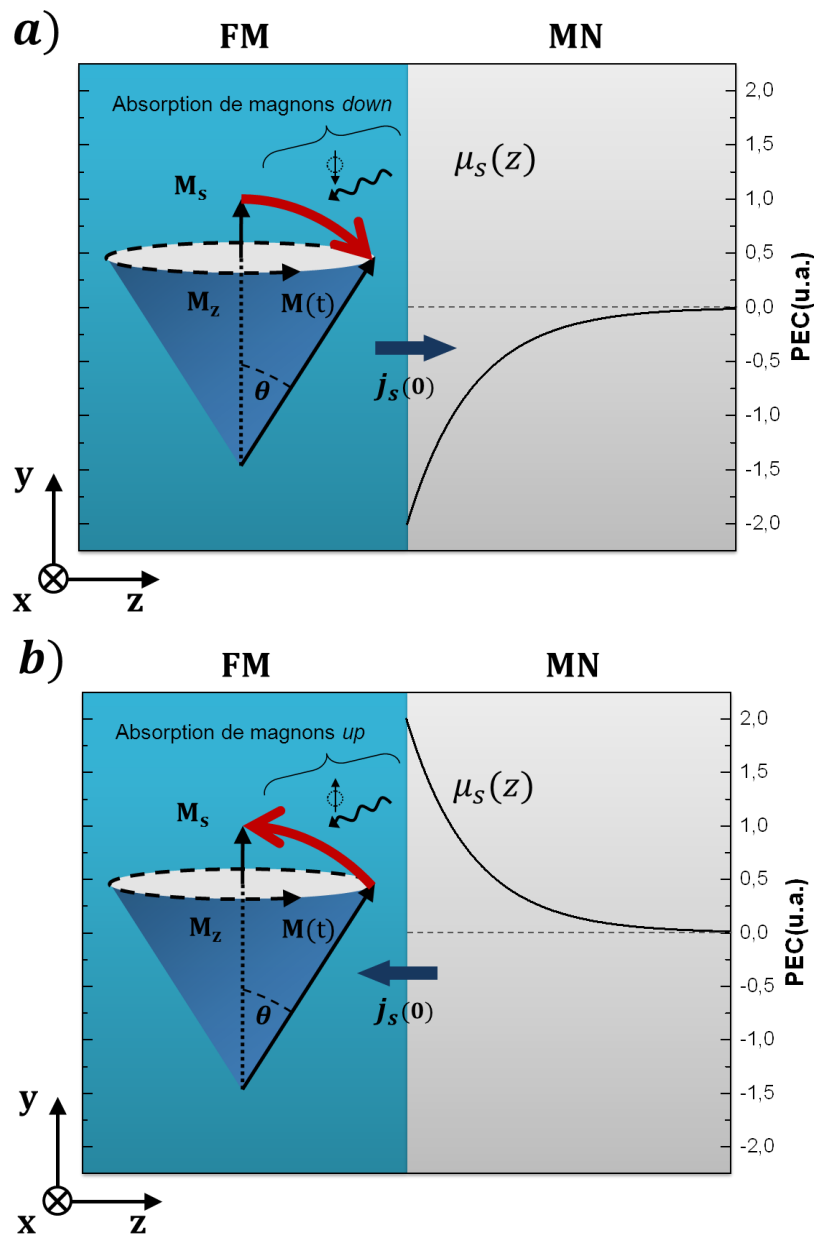


Figure 2.8 Représentation de l'effet de STT de spin à l'interface FM-isolant/MN. a) Une accumulation de spin négative dans le MN engendre un courant de spin pur du FM vers le MN, le système magnétique « absorbe » des magnons de spin *down*, il en résulte une ouverture du cône de précession. b) Une accumulation de spin positive dans le MN engendre un courant de spin pur du MN vers le FM, le système magnétique « absorbe » des magnons de spin *up* ; il en résulte une fermeture du cône de précession.

Dès 1996, Slonczewski [7] et Berger [8] prédisent l'existence d'effets de STT dans des multicouches magnétiques (et métalliques). Les premières mises en évidence expérimentales du STT dans ces structures voient le jour au début des années 2000. Elles mettent en jeu des vannes de spin courant dans lesquelles un courant polarisé en spin permet d'entretenir les précessions ou de retourner l'aimantation d'une

couche magnétique [59–62]. Ces découvertes ouvrent respectivement la voie aux oscillateurs à transfert de spin et aux mémoires RAM magnétiques.

En 2010, Kajiwara *et al.* [9] annoncent l'observation expérimentale de l'excitation de la dynamique d'aimantation du YIG par STT dans une bicouche YIG|Pt. Cependant, la difficulté à reproduire ce résultat dans la littérature a depuis souligné, la relative complexité de la mise en évidence de cet effet au niveau de bicouches FM-isolant|MN. Cette question sera détaillée en début de chapitre 7.

Dans ce paragraphe, nous introduisons des éléments théoriques du mécanisme de STT au niveau de bicouches FM-isolant|MN. Le transfert de spin apparaît alors comme l'effet réciproque du pompage de spin à la différence près que si le pompage de spin est toujours associé à un courant de spin du MN vers le FM (car associé à un mécanisme de relaxation), le STT peut impliquer un courant de spin négatif (du MN vers le FM) et positif (du FM vers le MN) en fonction de l'accumulation de spin imposée à l'interface entre les deux matériaux (voir figure 2.8).

Effet d'une accumulation de spin sur l'aimantation

Dans les bicouches ultraminces FM-isolant|MN, l'effet de STT peut être formalisé par réciprocité avec la théorie du pompage de spin en tenant compte du paramètre de *mixing conductance* $g_{\uparrow\downarrow}$. Considérons l'existence dans le MN d'une accumulation de spin μ_s à cette interface. La présence du FM peut agir (en fonction des orientations respectives de μ_s et de $\hat{\mathbf{m}}$) comme un canal de relaxation pour le spin accumulé. Cela se traduit par la transmission d'un courant de spin pur $\mathbf{j}_s^{\text{MN} \rightarrow \text{FM}}$ à l'interface du MN vers le FM [42,57] :

$$\mathbf{j}_s^{\text{MN} \rightarrow \text{FM}} = -\mathbf{j}_s^z(0) = -\frac{g_r^{\uparrow\downarrow}}{2\pi} \hat{\mathbf{m}} \wedge (\hat{\mathbf{m}} \wedge \mu_s) \quad 2.26$$

Ce courant agit sur l'aimantation du FM en appliquant, par unité de volume, un couple de transfert de spin $\boldsymbol{\tau}_{\text{STT}}$, l'équation LLG s'écrit alors (sous sa forme normalisée) :

$$\frac{\partial \hat{\mathbf{m}}}{\partial t} = -\gamma \hat{\mathbf{m}} \wedge \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \hat{\mathbf{m}} \wedge \frac{\partial \hat{\mathbf{m}}}{\partial t} + \boldsymbol{\tau}_{\text{STT}}, \quad 2.27$$

où l'expression du couple de transfert de spin est donnée par [54,57] :

$$\boldsymbol{\tau}_{\text{STT}} = -\frac{\gamma}{M_s t_{\text{FM}}} \left(\hat{\mathbf{m}} \wedge (\hat{\mathbf{m}} \wedge \mathbf{j}_s^{\text{MN} \rightarrow \text{FM}}) \right) = \frac{\gamma}{M_s t_{\text{FM}}} \mathbf{j}_s^{\text{MN} \rightarrow \text{FM}} \quad 2.28$$

Le STT dépend de l'orientation de $\hat{\mathbf{m}}$ par rapport à $\boldsymbol{\mu}_s$ (voir équation 2.26), lorsque ces vecteurs ne sont pas colinéaires, il tend à les aligner parallèlement, le couple devenant nul en configuration colinéaire.

Dans cette thèse, nous nous intéressons à l'influence du STT sur la dynamique d'aimantation dans le voisinage d'une position d'équilibre correspondant à la configuration $\mathbf{M}_s \parallel \boldsymbol{\mu}_s$. Considérons toujours une bicouche FM-isolant/MN, le film FM-isolant étant aimanté dans le plan selon un champ \mathbf{H} colinéaire à l'accumulation de spin dans le MN. Deux cas sont à discuter suivant qu'on traite le STT comme une perturbation sur un régime de précessions entretenues ou comme une source de dynamique d'aimantation.

Modification de la précession magnétique

Supposons que le FM est sujet à une précession circulaire de son aimantation entretenue par un champ hyperfréquence (voir équation 2.23). Nous négligeons ici l'effet de pompage de spin.

Le couple de transfert de spin s'écrit :

$$\boldsymbol{\tau}_{\text{STT}} = \frac{\gamma}{M_s t_{FM}} \left(\frac{g_r^{\uparrow\downarrow}}{2\pi} \mu_s \right) \begin{pmatrix} -\sin \theta \cos \theta \sin \omega t \\ \sin^2 \theta \\ -\sin \theta \cos \theta \cos \omega t \end{pmatrix}, \quad 2.29$$

sa composante moyenne est également collinaire à \mathbf{M}_s :

$$\overline{\boldsymbol{\tau}_{\text{STT}}} = \frac{\gamma}{M_s t_{FM}} j_S^{MN \rightarrow FM} \hat{\mathbf{y}} = \frac{\gamma}{M_s t_{FM}} \left(\frac{g_r^{\uparrow\downarrow}}{2\pi} \mu_s \right) \sin^2 \theta \hat{\mathbf{y}} \quad 2.30$$

Ainsi, suivant le signe de $j_{sy}^z(0)$, le transfert de spin peut contribuer à augmenter ($j_S^{MN \rightarrow FM} = -j_{sy}^z(0) < 0$ lorsque $\mathbf{M}_s \cdot \boldsymbol{\mu}_s < 0$ voir figure 2.8.a) ou réduire ($j_S^{MN \rightarrow FM} = -j_{sy}^z(0) > 0$ lorsque $\mathbf{M}_s \cdot \boldsymbol{\mu}_s > 0$ voir figure 2.8.b) l'ouverture du cône de précession.

L'analyse de l'équation 2.29, montre enfin, par comparaison avec les équations du pompage de spin 2.22 et 2.24, qu'il est possible de réécrire le couple de transfert de spin sous la forme :

$$\boldsymbol{\tau}_{\text{STT}} = \frac{\gamma}{M_s t_{FM}} \frac{j_S^{MN \rightarrow FM}}{\omega} \left(\hat{\mathbf{m}} \wedge \frac{\partial \hat{\mathbf{m}}}{\partial t} \right), \quad 2.31$$

A partir de cette formule, nous pourrions être tentés, comme nous l'avons fait précédemment pour le pompage de spin, d'associer au STT un mécanisme de

relaxation de type Gilbert. Il est toutefois important de souligner que ce raisonnement est faux en raison de la dépendance en $1/\omega$ du préfacteur du vecteur $\hat{\mathbf{m}} \wedge \partial \hat{\mathbf{m}} / \partial t$ (dont la norme vaut ω). Contrairement au pompage de spin, le STT n'est donc pas équivalent à un amortissement intrinsèque ; c'est un mécanisme extrinsèque (voir paragraphe 1.4.1). Le taux de transfert d'énergie du/vers le système magnétique est indépendant de sa fréquence de précession et vaut :

$$\Gamma_{STT} = |\tau_{STT}| = \frac{\gamma j_S^{MN \rightarrow FM}}{M_s t_{FM}} \quad 2.32$$

L'équation (2.31) permet néanmoins constater que, d'un point de vue formel uniquement et pour une fréquence donnée, tout se passe comme si le STT agissait sur le paramètre α du système pour l'augmenter ($j_S^{MN \rightarrow FM} > 0$) ou le diminuer ($j_S^{MN \rightarrow FM} < 0$).

Activation d'un régime d'auto-oscillations

En l'absence de précessions entretenues, le système est dans une position d'équilibre avec $\hat{\mathbf{m}} \parallel \boldsymbol{\mu}_s$, et donc un couple de transfert de spin nul. La stabilité de cet équilibre dépend de l'amplitude et du signe du courant $j_S^{MN \rightarrow FM}$.

Lorsque $j_S^{MN \rightarrow FM} = 0$, n'importe quelle perturbation (légère ouverture) de l'angle entre $\hat{\mathbf{m}}$ et \mathbf{H} , entraîne une précession en spirale de l'aimantation jusqu'à un retour à l'équilibre en raison du couple de Gilbert. D'un point de vue formel, nous venons de voir qu'en présence de STT, ce couple pouvait être réduit, il peut même être totalement compensé si $\alpha_{stt} = -\alpha$ soit pour une valeur de courant dit critique j_S^* :

$$j_S^{MN \rightarrow FM} = j_S^* = -\frac{1}{\tau} \frac{M_s t_{FM}}{\gamma}, \quad 2.33$$

où $1/\tau = \alpha\omega$ est le taux d'amortissement intrinsèque du système. Dans ces conditions, la position d'équilibre $\mathbf{m} \parallel \mathbf{H}$ devient instable et le système évolue spontanément vers un régime d'auto-oscillations. L'excitation par STT d'auto-oscillations dans les matériaux magnétiques est un sujet important en raison notamment de son potentiel applicatif (oscillateurs, synthétiseurs, etc.). Nous développerons de manière plus approfondie la question de l'établissement de ce régime dans le YIG au début du chapitre 7.

2.3 Spin orbitronique

Jusqu'ici nous avons présenté comment la dynamique d'aimantation d'un FM isolant pouvait générer ou absorber un courant de spin pur dans une couche métallique adjacente. La méthode employée dans cette thèse pour respectivement détecter ou créer de tels courants consiste à tirer profit des interactions entre le spin des électrons de conduction est leur mouvement. Dans certains métaux, le couplage spin-orbite est relativement fort et permet, comme nous allons le voir, l'interconversion courant de charge/courant de spin.

Dans la suite, nous désignerons par *spin orbit torque* (SOT) le couple de transfert de spin issu d'un courant de spin pur généré par couplage spin-orbite⁷.

2.3.1 Effet Hall de spin

En 1971, Dyakonov et Perel [63,64] prédisent qu'en raison du couplage spin-orbite, un courant électrique non polarisé doit générer un courant de spin transverse. Ce phénomène sera plus tard nommé « effet Hall de spin », ou SHE (de *spin Hall effect*), en raison de sa symétrie qui rappelle l'effet Hall, l'effet réciproque de génération d'un courant électrique transverse à partir d'un courant de spin est appelé ISHE (de *inverse SHE*).

Il faudra attendre le début des années 2000 pour que les premiers concepts de détection de cet effet soient proposés [65,66]. Le SHE est observé expérimentalement à partir de 2004 dans des semiconducteurs par des méthodes optiques [67,68]. La détection électrique directe des ISHE [69] et SHE [70] est finalement réalisée en tirant profit des phénomènes d'injection de spin dans les hétérostructures FM-métallique|MN. Dès lors, l'effet Hall de spin suscite un intérêt grandissant comme moyen de générer ou de détecter un courant de spin pur. Enfin, en 2010, Kajiwara et *al.* [9] montrent qu'il est possible d'exploiter cet effet pour interagir avec la dynamique d'aimantation de couches de YIG, cela reste aujourd'hui l'application du SHE la plus étudiée.

⁷ Le terme STT étant usuellement employé pour qualifier le couple appliqué sur un FM-métallique par un courant de charge polarisé en spin.

Origines de l'effet Hall de spin

Deux mécanismes différents (intrinsèque et extrinsèque) ont été proposés pour expliquer l'effet Hall de spin :

- L'origine **intrinsèque** du SHE dans un matériau est due à la topologie de sa structure de bande [71,72].
- L'origine **extrinsèque** du SHE est décrite par des mécanismes de diffusion des électrons dépendant du spin [64–66]. Deux phénomènes sont associés au couplage spin-orbite : le *side jump scattering* et le *skew scattering*.

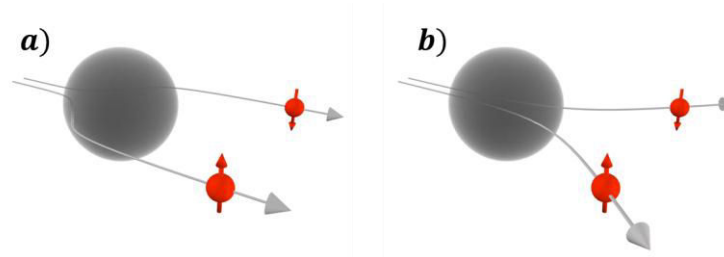


Figure 2.9 Illustrations des mécanismes de diffusion d'électron dépendante du spin de type a) side jump et b) skew scattering responsables de l'effet Hall de spin.

Relations vectorielles

Ces différents mécanismes donnent lieu aux deux effets réciproques :

- **SHE** : un courant de charge \mathbf{j}_c crée un courant de spin \mathbf{j}_{si} transverse polarisé suivant une direction \mathbf{i} .

$$\mathbf{j}_{si} = \theta_{SH}(\mathbf{i} \wedge \mathbf{j}_c) \quad 2.34$$

- **SHE inverse (ISHE)** : un courant de spin \mathbf{j}_{si} pur polarisé suivant une direction \mathbf{i} crée un courant de charge transverse \mathbf{j}_c .

$$\mathbf{j}_c = \theta_{SH}(\mathbf{i} \wedge \mathbf{j}_{si}) \quad 2.35$$

où θ_{SH} est l'angle de spin Hall (grandeur sans dimension) qui mesure le taux de création de courant de spin.

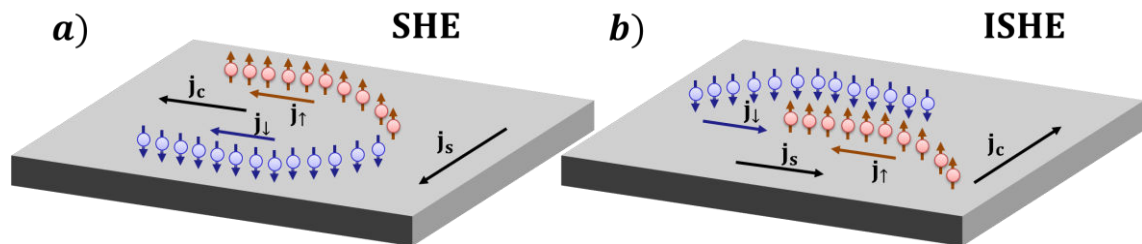


Figure 2.10 Représentation des effets Hall de spin a) directe et b) inverse.

La loi d'Ohm généralisée (équation 2.36) est une manière compacte d'exprimer les densités de courant de spin et de charge en fonction du potentiel électrochimique μ_0 et de l'accumulation de spin $\boldsymbol{\mu}_s = (\mu_{sx}, \mu_{sy}, \mu_{sz})$:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{j}_c \\ \hat{\mathbf{j}}_{sx} \\ \hat{\mathbf{j}}_{sy} \\ \hat{\mathbf{j}}_{sz} \end{pmatrix} = \sigma \begin{pmatrix} 1 & \theta_{SH} \mathbf{u}_x \wedge & \theta_{SH} \mathbf{u}_y \wedge & \theta_{SH} \mathbf{u}_z \wedge \\ \theta_{SH} \mathbf{u}_x \wedge & 1 & 0 & 0 \\ \theta_{SH} \mathbf{u}_y \wedge & 0 & 1 & 0 \\ \theta_{SH} \mathbf{u}_z \wedge & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -\nabla \mu_0 / e \\ -\nabla \mu_{sx} / e \\ -\nabla \mu_{sy} / e \\ -\nabla \mu_{sz} / e \end{pmatrix} \quad 2.36$$

Angle de spin Hall

L'angle θ_{SH} , qui est donné en pourcentage⁸, est la grandeur d'intérêt pour caractériser le SHE. L'estimation de cet angle dans différents métaux constitue un champ actif de recherche, les valeurs de θ_{SH} relevées dans la littérature pouvant fluctuer suivant les techniques considérés [73] ce qui soulève d'ailleurs de nombreuses questions sur les méthodes de caractérisations employées.

Les mesures expérimentales présentées dans cette thèse mettent en jeu des effets Hall de spin dans des films de Pt, de Pd et de $\text{Cu}_{99.5}\text{Bi}_{0.5}$. La dispersion des estimations d'angle de spin Hall, en particulier pour le Pt (entre 0.37% [74] et 11% [75]) incite à une certaine prudence quant à une interprétation quantitative des résultats. Nous observerons cependant que certains métaux présentent un angle de spin Hall négatif, cela a par exemple été observé expérimentalement dans le W [76], Ta [77] et le CuBi [78] (comme nous le verrons au chapitre 5).

2.3.2 Magnétorésistance d'effet Hall de spin

Le terme de magnétoresistance (MR) renvoie à la dépendance de la résistance d'un milieu à un champ magnétique extérieur. Si certains de ces phénomènes sont commun à tous les conducteurs (effet Hall), la plupart des effets de magnétorésistance apparaissent dans les milieux présentant des propriétés magnétiques comme les effets Hall⁹ planaire ou anomal ou encore la magnétorésistance anisotrope.

Récemment des effets de magnétorésistance ont été observés sur des bicouches YIG|Pt [79–82] en dépit du fait que le courant ne s'écoule pas dans le milieu

⁸ La définition de θ_{SH} pourrait être étendue à d'autres effets que le SHE tels que l'effet Rashba-Edelstein et dans ce cas, sa valeur n'aurait pas de raison d'être limitée à 100%.

⁹ On qualifie généralement de « Hall » les effets transverses, le terme « magnétorésistance » étant plutôt réservé aux effets longitudinaux.

ferromagnétique et que le Pt est a priori non magnétique. La théorie de la magnétorésistance d'effet Hall de spin [57] (ou SMR de l'anglais *spin Hall magnetoresistance*) reposant sur le SHE du métal et le SOT à l'interface FM|MN permet d'expliquer ces effets. Dans la suite de ce paragraphe, nous exposerons les mécanismes à l'origine de la SMR.

Considérons une bicouche FM-isolant|MN dans le plan Oxy (voir figure 2.11). L'action d'un champ électrique $\mathbf{E} = E_x \hat{\mathbf{x}}$ génère uniformément un courant électrique $\mathbf{j}_c^0 = \sigma \mathbf{E}$ et un courant de spin transverse \mathbf{j}_s^{SHE} au sein du MN. Le courant de spin total \mathbf{j}_s est la somme :

$$\mathbf{j}_s = \mathbf{j}_s^{diff} + \mathbf{j}_s^{SHE} \quad 2.37$$

où \mathbf{j}_s^{diff} est le courant de diffusion dérivant de l'accumulation de spin (voir équation 2.13). Il est important de remarquer que le courant de diffusion \mathbf{j}_s^{diff} concourt à son tour, par ISHE, à la création d'un courant de charge \mathbf{j}_c^{ISHE} que nous allons calculer.

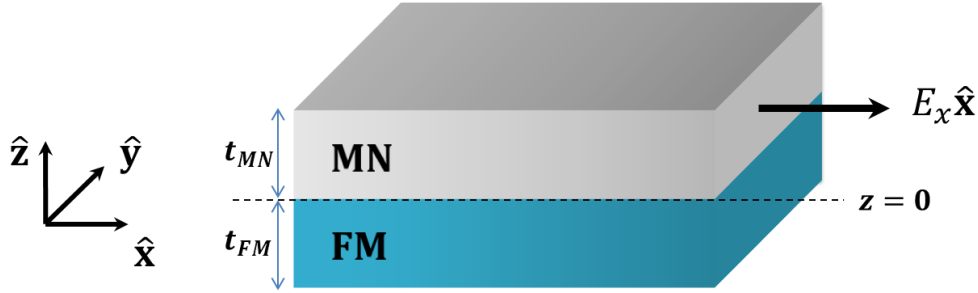


Figure 2.11 Schéma d'une bicouche FM|MN dans le plan Oxy, la couche métallique véhicule un courant électrique suivant $\hat{\mathbf{x}}$.

Accumulation de spin dans le métal normal

Pour déterminer \mathbf{j}_c^{ISHE} , il faut calculer l'accumulation de spin à partir de l'équation de diffusion de spin (eq. 2.14). En géométrie planaire, invariante par translation dans le plan Oxy, l'accumulation de spin prend la forme :

$$\boldsymbol{\mu}_s(z) = \mathbf{A} e^{-\frac{z}{\lambda_{sd}}} + \mathbf{B} e^{-\frac{z}{\lambda_{sd}}} \quad 2.38$$

où \mathbf{A} et \mathbf{B} sont donnés par les conditions aux frontières. Si cette formule ressemble à celle déjà introduite précédemment (équation 2.14) dans le modèle à deux canaux en configuration CPP, rappelons qu'ici $\boldsymbol{\mu}_s$ est non nécessairement colinéaire à l'aimantation du FM.

Nous ne nous intéressons, par la suite, qu'aux composantes du courant de spin perpendiculaire à l'interface FM|MN (suivant \mathbf{u}_z) qui s'écrivent :

$$\mathbf{j}_s^{\text{SHE},z} = -\theta_{SH}\sigma E_x \mathbf{u}_y \quad 2.39$$

$$\mathbf{j}_s^{\text{diff},z} = -\frac{\sigma}{e} \frac{\partial \mu_s}{\partial z} \quad 2.40$$

A partir des équations (2.37), (2.38), (2.39) et (2.40), il est possible de calculer le profil d'accumulation de spin en fonction des densités de courant de spin aux interfaces du film [57] :

$$\mu_s(z) = \frac{e\lambda_{sd}}{\sigma} \frac{[\mathbf{j}_s^z(0) - \mathbf{j}_s^{\text{SHE},z}] \cosh\left(\frac{z - t_{MN}}{\lambda_{sd}}\right) - [\mathbf{j}_s^z(t_{MN}) - \mathbf{j}_s^{\text{SHE},z}] \cosh\left(\frac{z}{\lambda_{sd}}\right)}{\sinh\left(\frac{t_{MN}}{\lambda_{sd}}\right)} \quad 2.41$$

Résistivité effective d'un film métallique seul

En l'absence de couche ferromagnétique, la composante normale de la densité de courant de spin aux interfaces est nulle (conservation du moment angulaire) soit $\mathbf{j}_s^z(0) = \mathbf{j}_s^z(t_{MN}) = \mathbf{0}$.

L'accumulation de spin est alors parallèle à $\mathbf{j}_s^{\text{SHE},z}$ (parallèle à $\hat{\mathbf{y}}$). Le courant de charge créé par ISHE est alors orienté suivant $\hat{\mathbf{x}}$ (voir équation 2.36) :

$$\mathbf{j}_c^{\text{ISHE}}(z) = \theta_{SH}^2 \frac{\cosh\left(\frac{2z - t_{MN}}{2\lambda_{sd}}\right)}{\cosh\left(\frac{t_{MN}}{2\lambda_{sd}}\right)} \mathbf{j}_c^0 \quad 2.42$$

En considérant le courant total moyen sur l'épaisseur du film métallique $j_c^0 + \overline{j_c^{\text{ISHE}}}$, il est possible de calculer la résistivité effective du film :

$$\rho_{eff} = \left(\frac{j_c^0 + \overline{j_c^{\text{ISHE}}}}{E_x} \right)^{-1} \approx \rho + \Delta\rho_0 \quad 2.43$$

où $\rho = \sigma^{-1}$ est la résistivité du métal « massif », et $\Delta\rho_0$ s'écrit :

$$\Delta\rho_0 = -\left(\theta_{SH}^2 \frac{2\lambda_{sd}}{t_{MN}} \tanh \frac{t_{MN}}{2\lambda_{sd}} \right) \rho \quad 2.44$$

Le terme $\Delta\rho_0$ traduit la diminution de la résistivité effective due au courant de charge supplémentaire $\mathbf{j}_c^{\text{ISHE}}$ créé dans le voisinage des surfaces du film.

Nous voyons ici qu'une simple mesure de résistance sur un film métallique pourrait permettre de déterminer l'angle de Hall. Néanmoins, il semble extrêmement compliqué de discerner $\Delta\rho_0$ de ρ expérimentalement puisqu'il faudrait alors mesurer la résistance de films d'épaisseurs différentes toutes choses égales par ailleurs.

Résistivité effective d'une bicouche YIG|MN

Dans le cas d'une bicouche YIG|MN, l'expression de l'accumulation de spin est plus complexe car la densité de courant de spin à l'interface YIG|MN n'est plus nécessairement nulle mais proportionnelle au couple de transfert de spin qui agit sur la couche ferromagnétique et qui dépend à son tour de l'orientation relative de $\hat{\mathbf{m}}$ et de $\boldsymbol{\mu}_s$ (voir équation 2.26).

Nous n'entrerons pas ici dans les détails du calcul du courant $\mathbf{j}_c^{\text{ISHE}}$ (cf. Chen *et al.* [57]) dont les étapes un peu fastidieuses restent néanmoins similaires au calcul précédent. En revanche, contrairement au cas précédent, l'accumulation de spin n'est plus nécessairement parallèle à $\hat{\mathbf{y}}$ et par conséquent $\mathbf{j}_c^{\text{ISHE}}$ n'est plus colinéaire à \mathbf{j}_c^0 , il y a donc apparition d'un courant transverse dans le métal.

Dans la suite, nous nous intéresserons uniquement au courant longitudinal (suivant $\hat{\mathbf{x}}$) qui permet d'exprimer la résistance longitudinale effective :

$$\rho_{eff}^{long} = \left(\frac{j_c^0 + J_c^{\text{ISHE},x}}{E_x} \right)^{-1} \approx \rho + \Delta\rho_0 + \Delta\rho_1(1 - m_y^2), \quad 2.45$$

où le terme $\Delta\rho_1$ vaut :

$$\Delta\rho_1 = \theta_{SH}^2 \frac{\lambda_{sd}}{t_{MN}} \left(\frac{2\lambda_{sd}G_0g_r^{\uparrow\downarrow}\tanh^2\frac{t_{MN}}{2\lambda_{sd}}}{\sigma + 2\lambda_{sd}G_0g_r^{\uparrow\downarrow}\coth\frac{t_{MN}}{2\lambda_{sd}}} \right) \rho \quad 2.46$$

avec $G_0 = 2e^2/h$ le quantum de conductance. Le terme $\Delta\rho_1/\rho$, qui correspond à la magnéto-résistance d'effet Hall de spin, traduit la diminution de la résistivité effective due au courant de charge supplémentaire $\mathbf{j}_c^{\text{ISHE}}$ créé dans le voisinage des surfaces du film.

Intérêt expérimental

Sur le plan expérimental, les mesures de SMR offrent un moyen d'accéder aux différents paramètres de transport θ_{SH} , λ_{sd} ou $g_{\uparrow\downarrow}$. Un des avantages des mesures SMR est qu'elles ne mettent pas en jeu la dynamique d'aimantation ce qui simplifie le protocole expérimental (comme nous le verrons au chapitre 6) et réduit les possibles sources de bruit. En revanche, la valeur de la SMR : $\Delta\rho_1/\rho$ reste dans la pratique très faible (de l'ordre de 10^{-5}) notamment en raison de sa dépendance quadratique à l'angle θ_{SH} qui est lui-même généralement inférieur à 10% (cf. Sinova et al. [73]) en particulier pour le Pt et le Pd qui sont les métaux à fort couplage spin orbite les plus employés dans cette thèse.

Nous noterons enfin que les calculs effectués précédemment sont également utiles dans le cas dynamique pour exprimer la densité de courant de charge créé dans le MN par conversion (ISHE) du courant de spin $\mathbf{j}_s^z(0)$ transféré au MN par pompage de spin.

En effet, à partir de l'équation (2.41) et en l'absence de courant appliqué sur le MN, il vient:

$$\mu_s(z) = \frac{e\lambda_{sd}}{\sigma} \frac{\cosh\left(\frac{z - t_{MN}}{\lambda_{sd}}\right)}{\sinh\left(\frac{t_{MN}}{\lambda_{sd}}\right)} \mathbf{j}_s^z(0) \quad 2.47$$

A partir de cette expression et de l'équation (2.40), nous pouvons exprimer la densité de courant de spin au sein du MN :

$$\mathbf{j}_s^z(z) = \frac{\sinh\left(\frac{t_{MN} - z}{\lambda_{sd}}\right)}{\sinh\left(\frac{t_{MN}}{\lambda_{sd}}\right)} \mathbf{j}_s^z(0) \quad 2.48$$

La densité moyenne de courant de charge $\overline{j_c^{ISHE}}$ est alors déduite à partir de la valeur moyenne de (3.49) et de (2.35) :

$$\overline{j_c^{ISHE}} = \theta_{SH} \frac{2e}{\hbar} \frac{\lambda_{sd}}{t_{MN}} \tanh\left(\frac{t_{MN}}{2\lambda_{sd}}\right) j_s^z(0) \quad 2.49$$

Cette dernière équation est utile à la caractérisation du magnéto-transport [83,84] ; elle permet notamment de déterminer la longueur de diffusion de spin à partir de l'ajustement de mesures expérimentales I_c^{ISHE} vs t_{MN} réalisées sur des couches métalliques de différentes épaisseurs (voir chapitre 5).

Chapitre 3

Intérêt des ondes de spin pour le traitement du signal

Dans ce chapitre, nous exposons le contexte technologique dans lequel s'inscrit notre étude des couches ultraminces de YIG. Nous présentons les différents résonateurs employés aujourd'hui dans le domaine de l'électronique hyperfréquence. En particulier, nous soulignons les avantages et les limites que présente l'emploi du YIG pour la fabrication de résonateurs hyperfréquence. Par la suite, à travers quelques exemples de dispositifs magnoniques disponibles dans la littérature scientifique, nous présentons les défis et les enjeux de l'exploitation des ondes de spin pour le traitement analogique et numérique du signal.

3.1 Les résonateurs hyperfréquences

3.1.1 Les hyperfréquences

Le spectre des micro-ondes correspond à une plage très large de fréquences (de 0,3 à 1000 GHz) d'ondes électromagnétiques. Bien que diverses définitions puissent exister nous désignerons par le terme *hyperfréquences* les micro-ondes de 1 et 100 GHz, les hyperfréquences sont très utilisées dans le domaine des télécommunications (satellites de communication, téléphonie mobile 4G, WIFI...) ainsi que les systèmes radars (militaires, météorologiques).

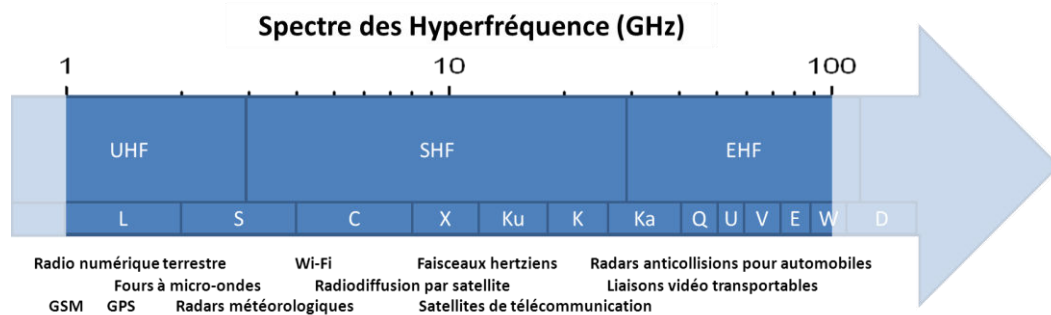


Figure 3.1 Quelques exemples d'application des hyperfréquences.

3.1.2 Evolution des circuits résonants

Les résonateurs sont les constituants de base des éléments actifs (oscillateurs) et passifs (filtres) de l'électronique hyperfréquence ; ils se retrouvent notamment dans les sources, mélangeurs, synthétiseurs, etc. ainsi que dans les filtres analogiques, multiplexeurs, limiteurs, etc.

Jusqu'aux années 1970-1975, les résonateurs consistaient en des cavités métalliques de dimensions centimétriques, les signaux étaient alors générés par des tubes électroniques (magnétron, klystron, tubes à ondes progressives).

A partir des années 80, les besoins grandissant de composants actifs ont rapidement soulignés les limites de cette technologie (encombrement, consommation, etc.), alors que les dispositifs électroniques devaient satisfaire des contraintes croissantes de miniaturisation. Dans le domaine des hyperfréquences, l'émergence conjointe de transistors microondes pouvant travailler à des fréquences supérieures à la dizaine de gigahertz ainsi que de nouveaux types de résonateurs solides a permis de considérablement réduire le volume des composants.

3.1.3 Principaux résonateurs

Outre l'encombrement, la fréquence de travail, l'agilité en fréquence et le facteur de qualité ($Q = f/\Delta f$), sont également d'importants indicateurs de performance des résonateurs dont les principaux types¹ sont présentés dans le tableau 3.1.

	Résonateur	Encombrement	Q	Fréquence
Fréquence fixe	Diélectrique	dizaine de mm ²	~ 10000	Tout le spectre
	Ondes acoustiques (SAW, BAW)	Très bon	~1000	Jusqu'à quelques gigahertz
Fréquence accordable	MEMS	Très bon	~100	Dizaine de gigahertz
	Varactors Semiconducteur, BST	Très bon	~100	Dizaine de gigahertz
	YIG Sphère, Planaire	Ø=500 µm	~ 10000	Tout le spectre

Tableau 3.1 Principaux types de résonateurs

Les résonateurs acoustiques (fréquence fixe), les MEMS et varactors (accordables) présentent une alternative intéressante, grâce à leur faible encombrement, en termes d'intégration mais se trouvent limités que ce soit dans leur fréquence maximale d'utilisation ou dans leur facteur de qualité.

Aujourd'hui les composants résonants offrant les meilleures performances en termes de fréquence de travail et de facteur de qualité sont :

- les résonateurs diélectriques qui, comme les cavités, confinent des modes du champ électromagnétique et opèrent à une fréquence fixe dépendant de la taille du composant;
- les résonateurs à YIG avec lesquels la dynamique d'aimantation du cristal est exploitée. La fréquence de résonance peut alors être ajustée par le contrôle d'un champ magnétique extérieur.

Ces deux systèmes permettent de travailler sur tout le spectre de micro-onde avec une très grande finesse spectrale, cependant leur encombrement peut rapidement

¹ Nous ne présenterons pas les résonateurs supraconducteurs qui présentent d'excellentes performances mais nécessitent d'être refroidis.

s'avérer problématique pour les systèmes intégrant de nombreux résonateurs. Contrairement aux diélectriques, dans le cas des YIG, la taille du composant n'est pas imposée par une grandeur physique (longueur d'onde électromagnétique) ce qui permet d'envisager un gain en matière d'encombrement.

3.1.4 Les résonateurs à YIG

Une particularité des résonateurs à YIG est d'être à la fois très fortement accordables en fréquence et de posséder un facteur de qualité élevé (voir tableau 3.1). Ces propriétés sont particulièrement intéressantes dans le contexte actuel où le développement rapide des systèmes de communication sans fil (téléphonie, satellite, etc.) suscite une forte demande en filtres agiles. Le recours à des systèmes agiles permet également d'envisager le balayage spectral utile pour la miniaturisation des systèmes à larges bandes (communications large bande par satellite, guerre électronique, internet des objets, etc.).

Les résonateur à YIG se présentent sous deux formes : sphérique (billes de YIG) et plane.

Bille de YIG

Les billes de YIG (voir figure 3.2), d'environ 500 μm de diamètre [85], sont produites à partir du polissage d'un monocristal massif de YIG. Elles ont une très grande qualité structurale ce qui leur confère un très haut facteur de qualité ($Q \sim 10000$).

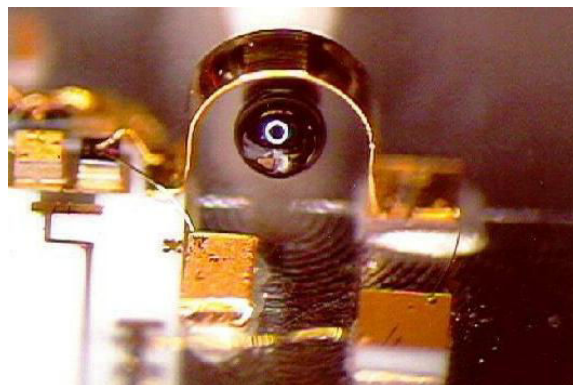


Figure 3.2 Photographie d'une sphère de YIG montée en oscillateur

L'intégration au circuit est réalisée en plaçant la bille dans une boucle de courant qui fait office d'antenne du champ hyperfréquence. Le couplage résonant est obtenu sous FMR avec une précession uniforme de l'aimantation au sein du cristal (voir chapitre 1).

L'intérêt majeur de la géométrie sphérique est que la fréquence de résonance ne dépend pas du champ démagnétisant et varie en $\omega = \gamma H$. Cette linéarité avec le champ magnétique (contrôlée par un électroaimant) est très intéressante pour l'agilité large bande et fait de ce design le plus employé. La technologie des résonateurs à bille de YIG existe depuis plus de 50 ans et est aujourd'hui maîtrisée.

Toutefois, en dépit de ses performances, le montage de ce circuit est à la fois techniquement complexe, couteux et encombrant (structure 3D). Son emploi est ainsi restreint à des systèmes agiles de haute précision ou à la métrologie.

YIG planaire

A partir de la moitié des années 60, le développement de la croissance de couches minces par épitaxie en phase liquide (LPE) [86] a permis d'obtenir des structures planes de YIG d'épaisseurs micrométriques. Les résonateurs plans présentent plusieurs avantages par rapport aux billes de YIG : à fréquence égale, ils nécessitent des champs de résonance plus faibles (ils sont nettement plus faciles à fabriquer et à intégrer dans un circuit RF. Enfin, outre la réduction de l'encombrement, le passage à une structure 2D permet d'envisager la structuration des films).

3.2 Des ondes magnétostatiques à la magnonique

3.2.1 Les dispositifs à ondes magnétostatiques

Les films de YIG ont rapidement suscité un important intérêt dans le domaine de l'étude des ondes magnétostatiques. En effet, leur faible taux de relaxation garantit une bonne propagation des ondes de spin et permet d'envisager l'exploitation des propriétés des modes propagatifs ($k \neq 0$) pour le traitement du signal analogique.

Cette idée a suscité, dès le début des années 80, de nombreux dépôts de brevets² de dispositifs à ondes magnétostatiques [3–6,87,88] réalisant diverses fonctions de filtrage, oscillateurs, etc. à partir de films de YIG microstructurés (voir figure 3.3).

² Notamment en France, au Japon et aux États-Unis.

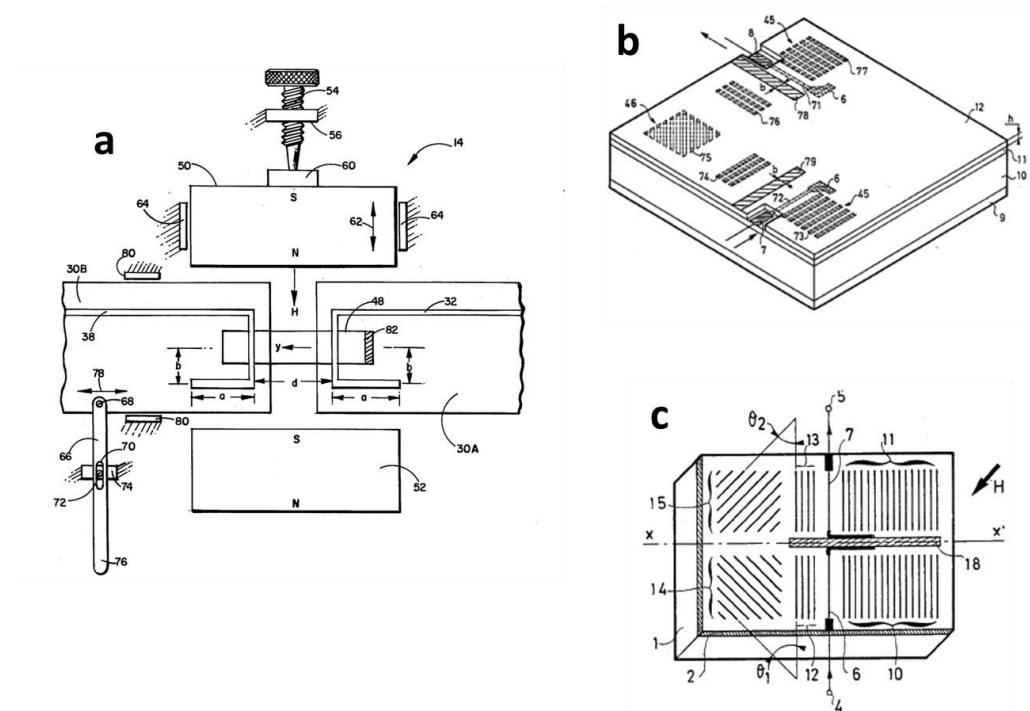


Figure 3.3 Schémas de dispositifs à ondes magnétostatiques brevetés : a) oscillateur comprenant une ligne à retard [6], b) filtre hyperfréquence [89], c) sélecteur accordable [90].

Les dispositifs à ondes magnétostatiques ont toutefois rapidement été confrontés au développement de solutions de traitement numérique du signal employant des semi-conducteurs, en particulier la technologie CMOS³. Dans ce rapport de force, les dimensions des dispositifs à YIG se sont vite avérées rédhibitoires pour l'intégration des composants alors que le taux d'intégration des transistors CMOS vérifiait à l'époque la loi de Moore⁴. La plupart des innovations technologiques employant des ondes magnétostatiques n'a ainsi pu faire face à cette concurrence à faible coût⁵.

3.2.2 La magnonique

La magnonique est la branche de la physique du solide qui traite (par analogie à l'électronique ou la photonique) de l'étude de la transmission, du stockage et du traitement de l'information à partir des ondes de spin (ou magnons). A ce titre, les dispositifs à ondes magnétostatiques sont les premières structures magnoniques.

³ De l'anglais complementary metal-oxide-semiconductor.

⁴ Loi empirique énoncée en 1965 par Gordon Moore (un des trois fondateurs de la société Intel) sous diverses formes ayant en commun la prédiction d'une évolution temporelle exponentielle du nombre de transistors sur une puce de silicium.

⁵ A moins de cibler des marchés de niches bien spécifiques (métrologie, défense, etc.).

Depuis une vingtaine d'années, la magnonique connaît un certain regain d'intérêt⁶ corrélé au fort développement de la spintronique. En effet, la spintronique se fonde sur une utilisation du spin de l'électron plutôt que de sa charge pour coder de l'information ; dans ce contexte, les ondes de spin offrent la possibilité de manipuler des courants de spin sans impliquer de courant de charge. Cette perspective est particulièrement intéressante dans le contexte actuel confronté aux limitations que pose la dissipation d'énergie par effet joule dans les systèmes électroniques.

Outre les YIG, les métaux polycristallins et les alliages magnétiques ont beaucoup été utilisés comme milieux de propagation des ondes de spin. Ils présentent l'avantage d'être facilement nano-structurables et compatibles (car métalliques) avec des structures spintroniques (vannes de spin, jonctions tunnels magnétiques). Toutefois, la relaxation des ondes spin dans ces matériaux limite leur propagation à quelques dizaines de micromètres, le plus faible taux de relaxation étant détenu par le permalloy ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) avec un paramètre de Gilbert $\alpha = 7 \cdot 10^{-3}$.

Les premières détections d'ondes de spin par effet Hall de spin inverse (ISHE) dans des couches métalliques [70,91] en 2006 et surtout dans des films de YIG [9] en 2010 ont considérablement dynamisé le champ de la magnonique. Jusqu'à lors, le couplage et la détection des ondes de spin restaient des obstacles à l'intégration des dispositifs magnoniques.

Concepts de dispositifs magnoniques

La possibilité d'interaction avec la dynamique d'aimantation d'un système magnétique via le pompage et l'effet Hall de spin ainsi que les récentes évolutions en matière de nano-fabrication offrent aujourd'hui d'intéressantes perspectives d'applications pour les dispositifs magnoniques. En matière de traitement analogique du signal, plusieurs designs de filtres à ondes de spin rappelant les premiers dispositifs à ondes magnétostatiques ont été ainsi proposés [92].

Les ondes de spin sont également pertinentes pour le traitement numérique du signal. Plusieurs concepts de « circuit magnoniques » permettant de tirer profit de phénomènes d'interférences pour la réalisation de portes logique à l'échelle nanométrique émergent effectivement aujourd'hui. Différentes propositions

⁶ Le terme « magnonique » n'est d'ailleurs véritablement employé que depuis le début des années 2000.

d'interféromètres à ondes de spin ont ainsi été avancées pour réaliser des fonctions logiques diverses telles que l'inverseur ou la *majority gate* (voir figure 3.4)

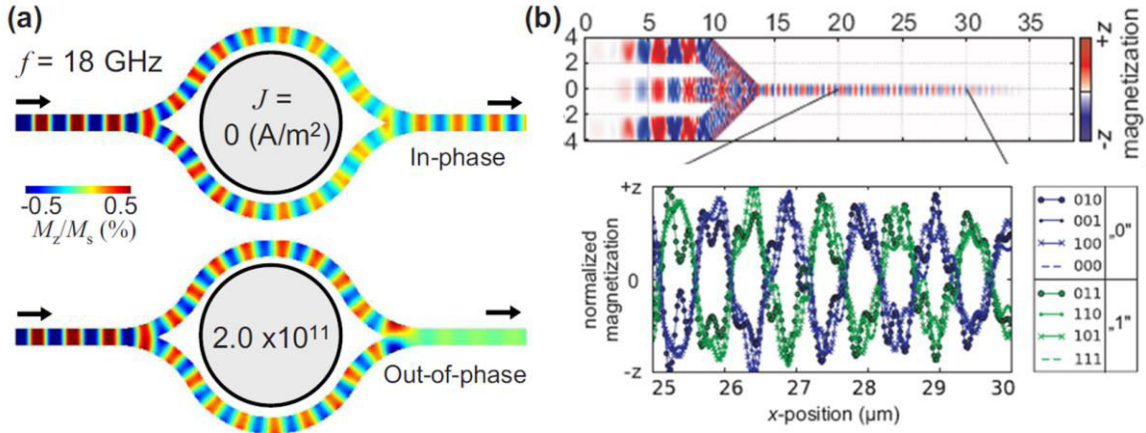


Figure 3.4 Designs de concepts de portes logiques réalisées avec des circuits magnoniques. (a) Résultats extraits de K. Lee et S. Kim [93] : Fonction *inverseur* réalisée par un interféromètre de Mach Zender contrôlé en courant, le champ d'Oersted créé un déphasage sur chaque bras responsable de l'interférence destructive. (b) Résultats extraits de S. Klingler et al [94] : Fonction *majority gate* réalisée à la jonction de trois guides d'ondes de spin, chaque canal d'entrée véhicule une onde de spin (bit 1) ou non (bit 0), l'analyse de la phase du signal de sortie permet alors de déterminer le signal majoritaire.

Un des intérêts des circuits magnoniques serait par exemple d'offrir la possibilité de réaliser des opérations logiques (*majority gate*) à partir de designs peu encombrants, là où ce type d'opération peut nécessiter un nombre élevé de transistors en technologie CMOS.

D'une manière générale, le caractère propagatif des ondes de spin permet d'envisager des applications similaires à la photonique pour le traitement numérique du signal. L'exploitation de propriétés spécifiques des ondes de spin (très faible longueur d'onde, couplage inductif, etc.) est même envisagée pour repousser le champ d'application des circuits photoniques avec notamment la possibilité de reprogrammation dynamique d'un circuit magnonique à partir d'une action sur l'aimantation [95].

Enfin, toujours à l'instar de la photonique, le développement des méthodes de nano-fabrication permet d'envisager la conception de cristaux magnoniques, structures magnétiques à périodicité uni, bi ou tridimensionnelle. Les cristaux magnoniques présentent un fort potentiel applicatif, en effet, ces milieux tiennent

lieux, pour les ondes de spin, de métamatériaux⁷ permettant ainsi de contrôler les propriétés de propagation des magnons [96].

3.3 Les principaux défis de la magnonique

En dépit de leur intérêt scientifique et de leurs performances attendues, il reste aujourd'hui quelques défis à surmonter pour faire passer les concepts actuels de dispositifs magnoniques aux stades de développements et de réalisations technologiques.

3.3.1 Contexte technologique

Comme nous l'avons vu, les premiers dispositifs à ondes magnétostatiques n'ont pas franchi l'étape de l'industrialisation, non pas en raison d'un manque de performances mais plutôt à cause de la concurrence des méthodes de traitement numériques du signal poussées par le développement des technologies CMOS.

Cette stratégie de numérisation du signal n'est cependant pas dénuée d'inconvénients (bruit, latence, échantillonnage, limitation en fréquence...) qui réduisent sa pertinence dans le cas de l'électronique hyperfréquence, particulièrement dans les systèmes à hautes performances.

La technologie CMOS a longtemps suivi la loi de Moore avec une augmentation exponentielle des performances des composants, la rendant très rentable. Cette croissance tend cependant aujourd'hui à stagner en raison de limites physiques qui commencent à s'opposer à la miniaturisation ininterrompue des transistors, on parle ainsi du mur de Moore en référence à ces limites physiques propres à la technologie CMOS.

3.3.2 Intégration des dispositifs magnoniques

Pour commencer à envisager une exploitation crédible de la solution magnonique il est impératif de pouvoir intégrer ces composants au sein de circuits électroniques. Ceci requiert d'une part, la miniaturisation des dispositifs magnoniques et, d'autre part, leur interfaçage avec l'électronique.

⁷ Dans son acception principale, ce terme est associé aux ondes électromagnétiques.

Miniaturisation

Les premiers circuits à ondes magnétostatiques avaient une limitation intrinsèque liée à leur non compatibilité avec les méthodes de micro-fabrication. En effet, l'épaisseur des couches LPE était initialement de plusieurs micromètres. Or, la fabrication de nanostructures magnétiques nécessite des étapes de gravure des films dont la résolution latérale est limitée par leur épaisseur.

Par ailleurs, il était communément admis, à cette période, que des couches sub-micométriques ne pouvaient avoir que des propriétés dépréciées à cause des défauts interfaciaux avec le substrat. Cette idée reçue a longtemps limité les tentatives de fabrication des couches YIG minces.

Aujourd'hui le développement des techniques de fabrication permet d'envisager la nano-structuration de films minces de haute qualité (voir chapitre 4). Les récents résultats de croissance de couches de YIG ultraminces de haute qualité ouvrent ainsi la voie à la nano-structuration des dispositifs magnoniques.

Interfaçage avec l'électronique

L'interfaçage entre les dispositifs à ondes magnétostatique et les circuits électroniques est classiquement réalisé par exploitation d'un couplage inductif entre l'aimantation et un courant électrique. Ce type de couplage présente toutefois le désavantage d'être spatialement encombrant et couteux en énergie.

L'exploitation des phénomènes de proximité associés au pompage de spin (voir chapitre 2) pourrait permettre une bien meilleure intégration. Ces perspectives soulignent l'importance de mieux comprendre les mécanismes d'excitation et de relaxation de la dynamique d'aimantation dans ces structures.

Cette thèse explore, avec cette perspective applicative, la physique nouvelle associée aux couches ultraminces de YIG.

Résultats expérimentaux

Chapitre 4

Elaboration des dispositifs hybrides YIG|MN

Nous décrivons dans ce chapitre le procédé de fabrication des échantillons utilisés pour ce travail de thèse. Ces échantillons consistent en des films ultraminces de YIG recouverts d'une couche mince métallique. La problématique est ici de faire croître des couches ultraminces de YIG conservant les propriétés magnétiques des couches films épais ainsi qu'une interface YIG/MN permettant un pompage de spin efficace, le tout dans l'optique d'une application aux nanostructures. Nous présentons dans une première partie les méthodes et résultats de croissance, par ablation laser pulsée (PLD), et de caractérisation des couches ultraminces de YIG. Dans une deuxième partie, nous décrivons le dépôt de différentes couches métalliques sur ces films de YIG en vue de mener les études, présentées dans les chapitres suivants, sur les effets de transduction opérés par ces hétérostructures. Enfin, nous nous intéressons dans une dernière partie aux techniques de structurations de ces bicouches mises en œuvre pour l'étude présentée au chapitre 7.

4.1 Croissance par ablation laser pulsée de films ultraminces de YIG

L'emploi de couches minces de YIG pour les applications magnoniques nécessite une haute qualité structurale et une croissance épitaxiale. Une étape déterminante vers les dispositifs comportant des couches minces a été franchie au milieu des années 60 avec la mise au point de la croissance du YIG par épitaxie en phase vapeur [97], puis liquide [98] (LPE de *liquid phase epitaxy*). La LPE a longtemps été plébiscitée pour la croissance de couche mince de YIG en raison de la très faible largeur de raie des films produits [99]. Néanmoins, il est difficile de faire croître par cette technique des films d'épaisseur inférieure à la centaine de nanomètres.

Dans cette thèse, la méthode employée pour la croissance de couches ultraminces de YIG est l'ablation laser pulsée (Pulsed Laser Deposition, PLD). Cette technique consiste à focaliser des impulsions laser de haute énergie sur une cible afin d'en extraire de la matière. Les espèces chimiques, alors éjectées à l'état de plasma, se déposent sur un substrat situé face à la cible (figure 4.1).

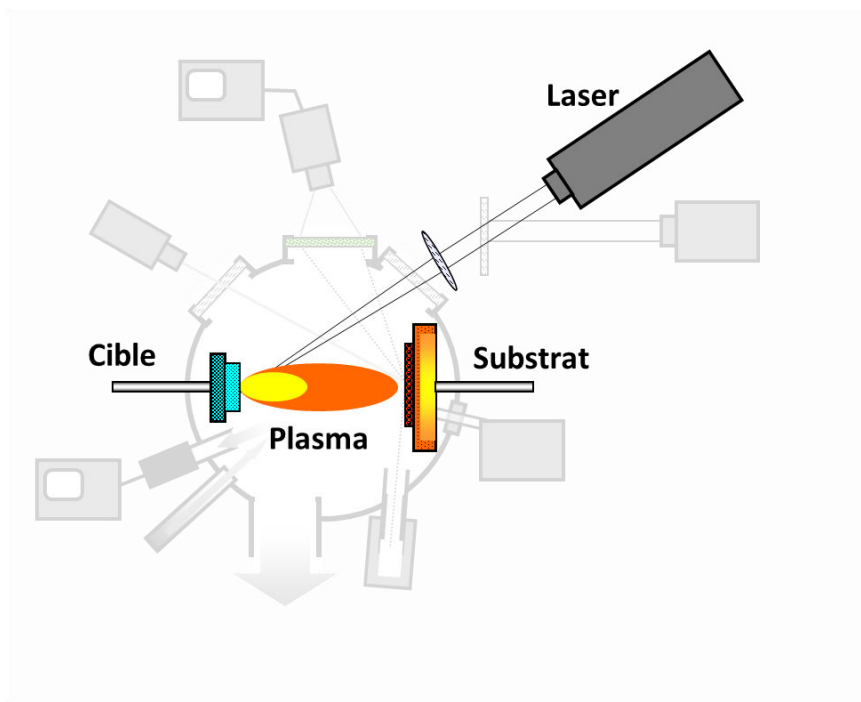


Figure 4.1 Schéma de principe de l'ablation laser pulsée. Des impulsions laser sont focalisées sur une cible de YIG. La matière extraite se dépose alors sur un substrat disposé en vis à vis.

4.1.1 Technique de dépôt par ablation laser pulsée

Description générale

Le transport de matière de la cible au substrat peut se résumer en quatre phases :

- **L'interaction laser-matière** : Le transfert d'énergie du laser à la cible dépend de plusieurs paramètres : longueur d'onde, durée et intensité de l'impulsion laser, absorptivité et conductivité thermique de la cible, etc. Dans la suite, nous nous limiterons à la description de l'ablation laser pour des durées d'impulsions de l'ordre de quelques nanosecondes comme c'est le cas pour l'ensemble des bâtis de croissance employés au laboratoire. Lorsque l'intensité du faisceau laser dépasse le seuil d'ablation de la cible, la puissance transférée devient supérieure au flux de chaleur pouvant être évacuée par les phonons ; il en résulte une accumulation d'énergie au niveau du point focal du laser conduisant à la vaporisation de la matière exposée. Il est important de noter que ce phénomène est très rapide (quelques picosecondes) par rapport à la durée de l'impulsion (quelques nanosecondes).
- **La création du plasma** : L'ablation commençant bien avant la fin de l'impulsion, la vapeur atomique éjectée interagit alors avec le faisceau laser qui la photo-ionise, conduisant finalement, après différents mécanismes d'ionisations subséquents, à la formation d'un plasma.
- **L'expansion spatiale du plasma** : En raison de sa forte pression, le plasma subit une détente anisotrope orientée perpendiculairement à la surface de la cible. L'énergie du plasma se dissipe enfin, notamment par pertes radiatives lors d'interactions avec les atomes du gaz environnant, produisant une plume lumineuse dont les caractéristiques dépendent, entre autres, de la réactivité et de la pression du gaz.
- **L'interaction plume-substrat** : Les espèces contenues dans la plume arrivent à la surface du substrat. La croissance du film s'effectue alors selon différents mécanismes de diffusion des espèces non décrits dans le présent manuscrit (voir les références [100,101]). La réorganisation des espèces transférées et donc la qualité cristalline et morphologique du dépôt peuvent être contrôlées en agissant sur des paramètres comme la température du substrat (mobilité), la pression du gaz environnant (stoechiométrie), le taux de répétition et la puissance des impulsions laser (sursaturation), etc.

Dispositif expérimental et paramètres de dépôt

Le bâti de PLD se compose d'une chambre de croissance (dans laquelle se font les dépôts) reliée à une chambre d'introduction qui sert de sas de chargement/déchargement pour les cibles et les échantillons ; les deux chambres sont séparées par une vanne d'isolation. Le vide est maintenu dans ces deux enceintes au moyen de pompes turbomoléculaires et ioniques permettant de faire varier la pression de 1 atm jusqu'à $1 \cdot 10^{-8}$ mbar. La croissance des films de YIG n'est cependant pas réalisée sous vide mais dans une atmosphère d'O₂ à une pression de 0,26 mbar, ceci afin de garantir la stoechiométrie de la couche de YIG.

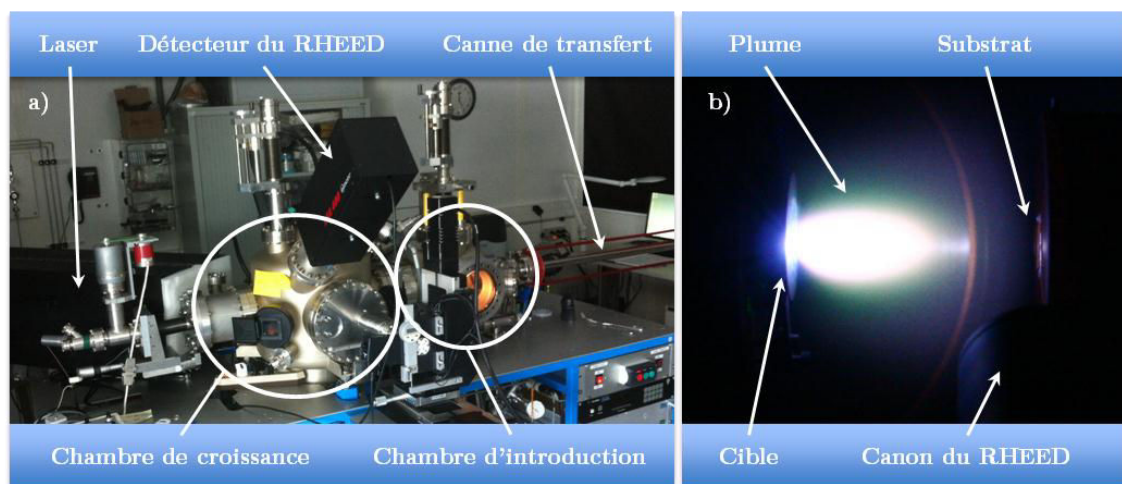


Figure 4.2 a) Bâti d'ablation laser pulsé. b) Cliché de la chambre de croissance lors d'un dépôt.

Un laser solide Nd-YAG pulsé, triplé en fréquence à 355 nm, a été utilisé pour la croissance des échantillons de YIG. Les impulsions ont une durée de 7 ns pour une énergie maximale de 0.180 J, leur taux de répétition est de 2.5 Hz. Le faisceau laser est focalisé pour avoir un diamètre de 2 mm au niveau de la cible, l'intensité maximale des impulsions est ainsi de 0.8 GW.cm^{-2} .

La cible employée est une céramique de YIG polycristalline. L'ablation laser est réalisée sous un angle d'incidence de 45° . Durant la période d'ablation, la cible effectue un balayage xy afin d'exposer de manière égale la surface de la cible au faisceau laser, et ainsi de lui éviter un chevauchement des impulsions et une érosion prématurée et inhomogène.

La croissance est effectuée sur un substrat de grenat de gallium et de gadolinium $\text{Ga}_3\text{Gd}_5\text{O}_{12}$ (encore appelé GGG), orienté (111). La distance cible-substrat est de 45 mm. Un filament permet de chauffer le porte substrat jusqu'à une température maximale de 850°C . Un pyromètre double longueur d'onde visant l'échantillon

permet de suivre et contrôler sa température. Avant de débiter l'ablation, le substrat est porté pendant 30 minutes à 700°C sous une pression d'O₂ de 0.4 mbar afin de recristalliser ses éventuels défauts de surface et de nettoyer les impuretés organiques résiduelles. Pendant la croissance des couches minces de YIG, l'échantillon est maintenu à une température de 600°C, la mise en rotation du porte substrat permet d'homogénéiser l'épaisseur du dépôt (la zone d'ablation laser étant légèrement décalée de l'axe de centrage du substrat). L'échantillon est finalement refroidit jusqu'à température ambiante sous 300 mbar d'O₂.

4.1.2 Caractérisation des couches ultraminces de YIG

La fabrication des hétérostructures requiert des films de YIG conservant autant que possible les propriétés du YIG massif (qualité structurale et magnétique) et possédant de bons états de surface pour les interfaces YIG|MN. Les différentes couches de YIG ont ainsi été caractérisées afin de déterminer leurs propriétés structurales, surfaciques et magnétiques.

Diffraction d'électrons de haute énergie sous incidence rasante

Les dépôts sont en premier lieu caractérisés in situ par un système RHEED (*Reflection high-energy electron diffraction*), première source d'informations (planéité, cristallinité) qui permet notamment de s'assurer que la croissance des échantillons est bien 2D.

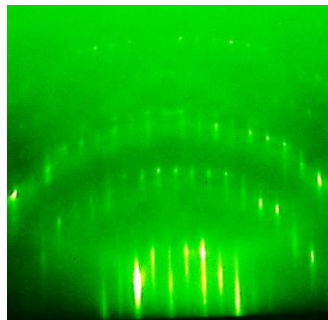


Figure 4.3 Diffractogramme RHEED obtenu sur un film de YIG de 20 nm d'épaisseur, la présence de franges verticales témoigne d'un croissance 2D.

Diffraction de rayons X

La diffraction de rayons X (XRD, X Ray Diffraction) en configuration $\theta - 2\theta$ est une technique d'analyse fondée sur l'interaction d'un faisceau de rayons X avec le nuage électronique des atomes de l'échantillon. Elle renseigne notamment sur la structure cristalline des matériaux et l'estimation des paramètres de maille. Un

plan d'atomes diffractera si l'angle θ qu'il forme avec le faisceau de rayon X^1 satisfait la condition de Bragg :

$$2d_{hkl} \sin(\theta) = n\lambda, \quad 4.1$$

où d_{hkl} est la distance interréticulaire des plans repérés par leurs indices cristallographique (hkl), n l'ordre de diffraction et λ la longueur d'onde du faisceau. Les mesures ont été réalisées en s'intéressant à la raie $K\alpha_1$ du cuivre ($\lambda = 0,154056$ nm).

Utilisée en incidence rasante, la mesure XRD permet également de déterminer la distance entre deux dioptries et donc l'épaisseur de couches minces. Cette technique, appelées réflectométrie de rayons X, a été employée pour évaluer l'épaisseur des échantillons de YIG avec une résolution inférieure à 0,3 nm.

L'analyse des pics de diffraction des différents échantillons sur une large plage angulaire (figure 4.4) a permis de conclure à une croissance épitaxiale des films de YIG selon la direction (111) imposée par le substrat. Par ailleurs, le spectre ne révèle pas d'autres pics que ceux du YIG et du substrat ce qui indique une croissance monocristalline et l'absence d'éventuelles phases parasites.

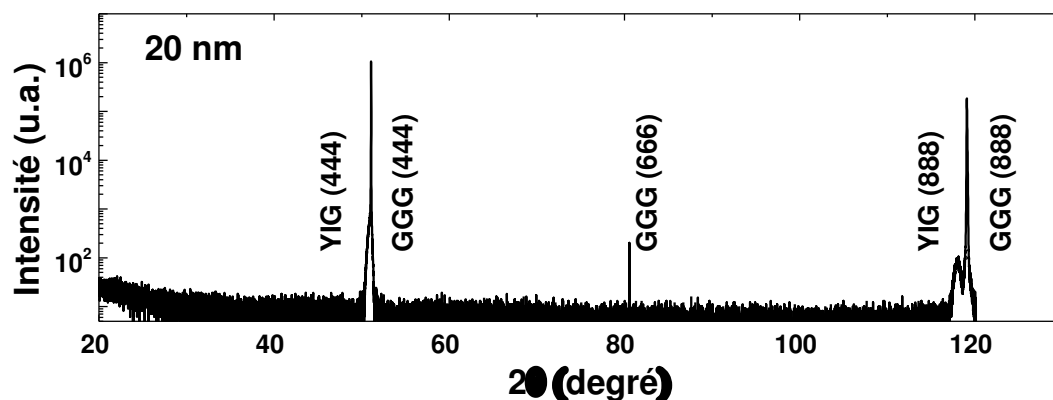


Figure 4.4 Spectre XRD d'un film de 20 nm de YIG laissant nettement apparaître les pics 444 et 888 du substrat de GGG. Il est possible de distinguer le pic 888 du YIG de celui du substrat (voir la figure 4.5.a).

Les différents spectres réalisés ne permettent pas de distinguer le pic (444) du YIG de celui du GGG. En revanche, aux pics (888), dans le cas du film de 20 nm (figure 4.5a), il est possible de discerner les deux cristaux. Ceci a permis de déduire, pour

¹ L'angle du faisceau diffracté fait alors un angle de 2θ par rapport au faisceau incident, d'où le nom $\theta - 2\theta$.

cet échantillon de YIG, un paramètre de maille cubique de 1,246 nm. Cette valeur est proche mais néanmoins supérieure, à la fois au paramètre de maille du substrat de GGG (1,2383 nm) et au paramètre de maille du YIG massif qui est de 1,2376 nm [102].

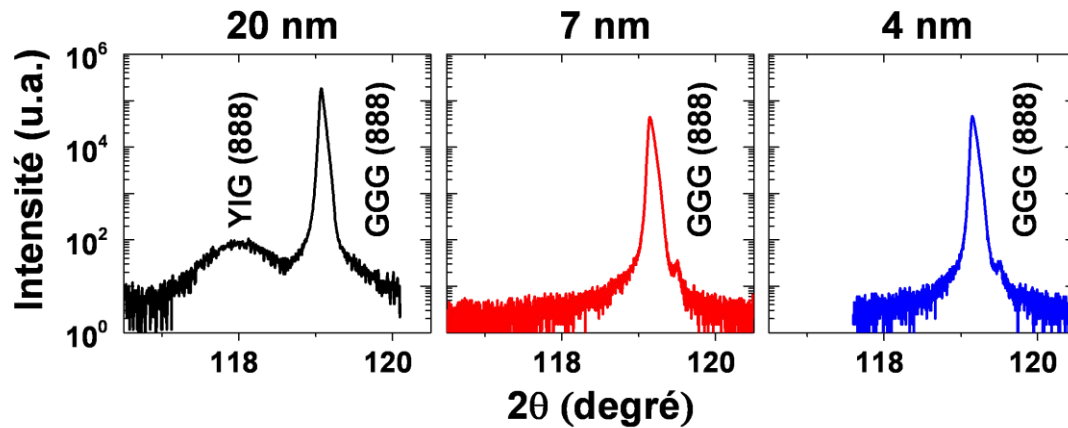


Figure 4.5 Pics (888) de diffraction des échantillons de YIG d'épaisseurs a) 20 nm, b) 7 nm et c) 4 nm

Pour les échantillons d'épaisseur inférieure à 15 nm, il n'a, en revanche, pas été possible de distinguer le pic (888) du YIG de celui du substrat. Cette absence de pic peut se justifier :

- par un masquage par le pic du GGG, le signal provenant du YIG étant bien moins intense en raison de la faible épaisseur de la couche de mince,
- par une contrainte mécanique, ajustant le paramètre de maille du YIG à celui du substrat, des études complémentaires de microscopie électronique en transmission seraient nécessaires pour évaluer cette hypothèse.

Microscopie à force atomique

La morphologie et la rugosité des surfaces de YIG ont été étudiées par microscopie à force atomique (AFM). La valeur efficace de la rugosité mesurée sur des surfaces de $1 \mu\text{m}^2$ est bornée entre 0,2 et 0,3 nm pour tous les films de YIG (voir figure 4.6). Les mesures effectuées sur des surfaces $10 \mu\text{m}^2$ révèlent également la présence d'excroissances² à la surface des films, leur diamètre est inférieur à 100 nm et leur densité est de l'ordre de $0,1 \mu\text{m}^{-2}$.

² Ce type de défaut est fréquent avec les dépôts par PLD.

L'imagerie AFM de l'état de surface des échantillons montre l'homogénéité de l'épaisseur des échantillons (absence de terrasses atomiques). La rugosité moyenne de la surface des échantillons de YIG est de 3 Å.

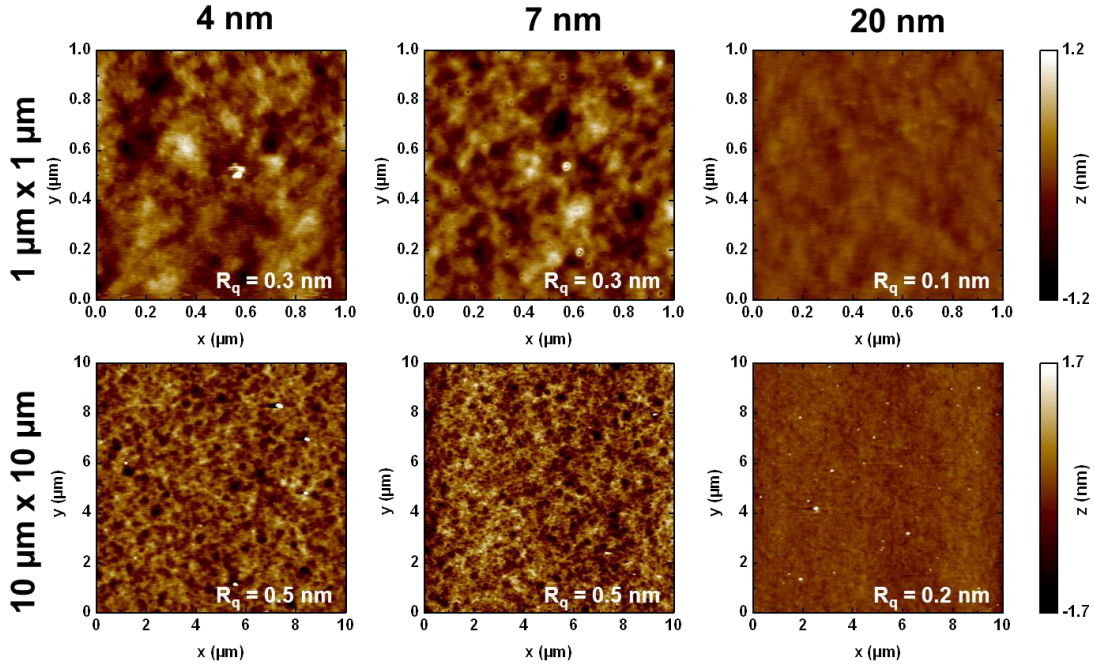


Figure 4.6 Visualisation par AFM de l'état de surface de différentes épaisseurs (4, 7 et 20 nm) de films de YIG. Les scans sont réalisés sur des fenêtres de 1 μm^2 (haut) et 10 μm^2 (bas). La rugosité efficace R_q n'excède pas 0,5 nm.

Magnétométrie SQUID

Des mesures de magnétométrie SQUID (*Superconducting QUantum Interference Device*) à température ambiante ont permis d'obtenir les cycles à hystérésis magnétique (\mathbf{M} en fonction de \mathbf{H}) des échantillons (voir figure 4.7).

A partir de l'analyse de ces courbes, nous avons pu estimer une aimantation à saturation $4\pi M_s = 2100 \pm 50$ G pour les films de 20 et 7 nm. Cette valeur est supérieure aux données tabulées du YIG massif : $4\pi M_s = 1760$ G. Des augmentations similaires de la valeur de l'aimantation à saturation de couches minces de YIG déposées par PLD ont déjà été observées dans la littérature [103] et sont probablement attribuable à une dégradation de la stœchiométrie du voisinage de la surface de YIG. Les champs coercitifs et les champs de saturations sont respectivement de 0,2 et 5 Oe.

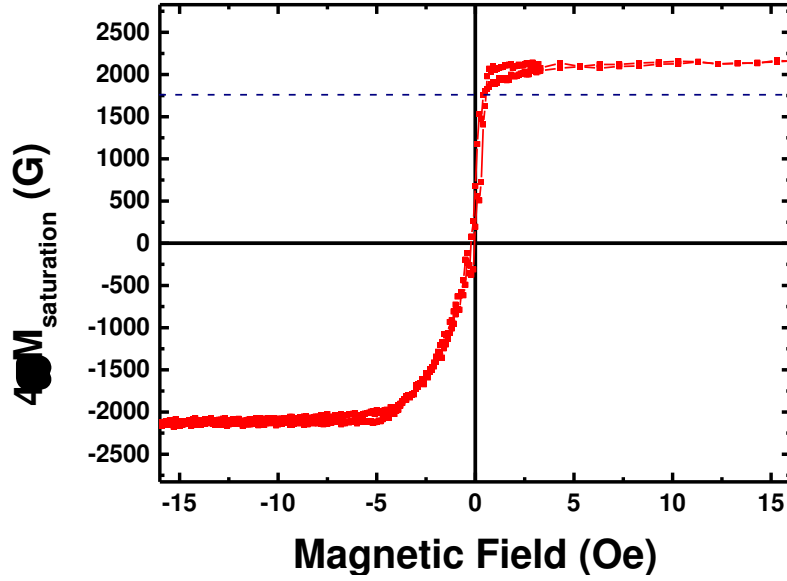


Figure 4.7 Caractérisation M vs H d'un film de YIG de 20 nm d'épaisseur réalisée au SQUID à 300K. L'asymétrie du cycle observée provient d'un artefact de mesure dû à l'hystérésis de la bobine supraconductrice du magnétomètre SQUID.

4.2 Fabrication des dispositifs magnoniques

4.2.1 Pulvérisation cathodique de couches métalliques

Les hétérostructures YIG|MN ont été réalisées en métallisant les films par pulvérisation cathodique, soit totalement, soit à la suite d'étapes de photolithographie puis de *lift-off* permettant de déposer des motifs métalliques (électrodes, contacts, etc.) et des métaux différents sur un même film.

Cette technique, également appelée *sputtering*, consiste à soumettre un plasma d'argon à une différence de potentiel électrique créée entre une anode et une cathode (la cathode étant la cible constituée du métal à déposer). Les ions Ar^+ , accélérés par le champ électrique, entrent en collision avec la cathode pulvérisant les atomes de sa surface qui viennent se condenser sur le substrat situé sur l'anode en vis-à-vis. Le *sputtering* permet le dépôt de métaux purs aussi bien que d'alliages (conservation de la stœchiométrie).

Dans le cadre de cette thèse, la pulvérisation cathodique a permis de déposer sur les films de YIG des métaux à fort couplage spin orbite : Pt, Pd, CuBi ainsi que les contacts et les antennes lithographiées (alliages TiAu). Les dépôts ont été réalisés à température ambiante sous $2,5 \cdot 10^{-3}$ mbar d'argon, la distance cible substrat étant de 13 cm. Le bâti de *sputtering* permet par ailleurs de procéder, in situ, avant la

métallisation, à une étape de nettoyage chimique de la surface de YIG des traces de résines utilisées dans les étapes de lithographie. Le nettoyage consiste à exposer l'échantillon à un plasma O_2 (89%) et Ar (11%) de 10^{-2} mbar soumis à un champ électrique hyperfréquence de 13.56 MHz.

4.2.2 Gravure du YIG

Les nano et micro disques étudiés au chapitre 7 ont été obtenus par gravure de YIG|Pt préalablement masqué par lithographie électronique, procédé qui emploie un faisceau d'électron focalisé pour écrire un motif dans une résine électro-sensible déposée sur l'échantillon. L'utilisation de la lithographie électronique permet de surmonter les limites de diffractions liées à la photolithographie et ainsi de dessiner des nanostructures.

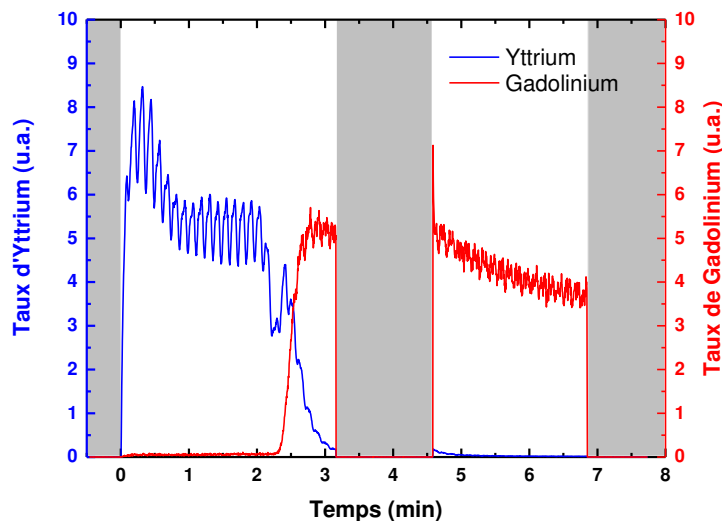


Figure 4.8 Evolution temporelle des taux d'yttrium et de gadolinium mesurés, dans la cavité de gravure, par spectrométrie de masse à ionisation secondaire. L'échantillon test est un film de 20 nm de YIG déposé sur GGG. Les oscillations des courbes sont dues à la rotation du porte échantillon pendant la phase de gravure.

La gravure des films de YIG a été réalisée par IBE (*Ion Beam Etching*). Un faisceau d'ions Ar^+ vient bombarder la surface de l'échantillon. Les ions Ar^+ arrachent alors les atomes de l'échantillon non protégés par la résine. Cette technique présente l'avantage d'avoir une bonne directivité et offre un bon contrôle de la géométrie des nanostructures. Cependant, la vitesse de gravure est assez lente, ceci impose une contrainte sur l'épaisseur des couches de YIG. En effet, le temps

d'exposition au faisceau d'ions doit être à la fois assez long pour graver le film de YIG et suffisamment court pour ne pas détruire la couche protectrice de résine³.

Nous montrons, à la figure 4.8, l'évolution temporelle des concentrations de gadolinium (utilisé comme marqueur du GGG) et de l'Yttrium (marqueur du YIG) dans la cavité de gravure permettant de déterminer la couche gravée à un instant donné. Pour le film de 20 nm d'épaisseur, le passage du YIG au substrat s'observe au bout de 2 à 3 minutes ce qui est un temps de gravure acceptable pour garantir l'intégrité de la couche de résine et de l'échantillon.

4.2.3 Echantillons produits

Les échantillons utilisés dans ce travail de thèse et présentés au cours des prochains chapitres ont été réalisés dans les conditions précédemment exposées. Nous reviendrons sur les caractéristiques des différents types d'échantillons utilisés dans les trois chapitres de résultats à venir, un bref résumé en est donné dans le tableau suivant :

Chap.	Epaisseur YIG	Dépôts	Structuration	Commentaires
5	4, 7 et 20 nm	Au, Pt, CuBi	non	Dépôt de Pt pleine plaque, lithographie d'électrodes Au, Pt et CuBi
6	20 nm	Pd	non	Dépôt de Pd pleine plaque
7	20 nm	Pt	disques YIG disques YIG Pt	Ødisques = 300, 500 et 700 nm Ødisques = 2 µm

³ L'épaisseur de la résine étant elle-même limitée pour garantir une bonne résolution d'écriture.

Chapitre 5

Détection d'ondes de spin dans des bicouches YIG|MN

Si les propriétés magnétiques dynamiques du YIG massif sont étudiées depuis de nombreuses années, pouvoir élaborer des couches ultraminces pose de nouvelles questions. La première est certainement de savoir s'il est possible de maintenir un faible amortissement magnétique. Vient par la suite la problématique du couplage de la dynamique d'aimantation avec l'extérieur, notamment par pompage de spin dans une bicouche YIG/MN ; ceci ouvrant la voie à la détection électrique d'ondes de spin par ISHE (voir chapitre 2).

Dans ce chapitre, nous analysons dans un premier temps les propriétés dynamiques des couches ultraminces de YIG à travers des mesures de résonance ferromagnétique. Nous nous intéressons ensuite au mécanisme de pompage de spin et à son influence sur la relaxation magnétique effective des films de YIG. Enfin, nous présentons des résultats de détection électrique d'ondes de spin par pompage de spin et effet Hall de spin inverse. Cette dernière partie traite plus spécifiquement de mesures de détections non locales permettant d'étudier les propriétés de propagation de ces ondes.

5.1 Résonance ferromagnétique de films de YIG

L'étude des propriétés dynamiques du YIG par résonance ferromagnétique (FMR) nous a permis de caractériser la relaxation magnétique de nos films ainsi que leur aimantation à saturation M_s .

5.1.1 Mesure de résonance ferromagnétique

Dispositif expérimental

Les mesures de FMR ont été menées, à température ambiante, sur les films de YIG en géométrie plane (champ magnétique appliqué dans le plan de la couche). La dynamique d'aimantation est excitée au moyen d'une antenne micro-ruban non résonante située sous l'échantillon (voir figure 5.1). Les champs de résonance ferromagnétique ainsi que les largeurs de raies correspondantes ont été mesurées dans des gammes de fréquence allant de 1 à 40 GHz¹. Une diode hyperfréquence à large bande passante et à haute sensibilité, connectée à l'échantillon via un réflectomètre, permet de mesurer la variation de la puissance absorbée par l'échantillon.

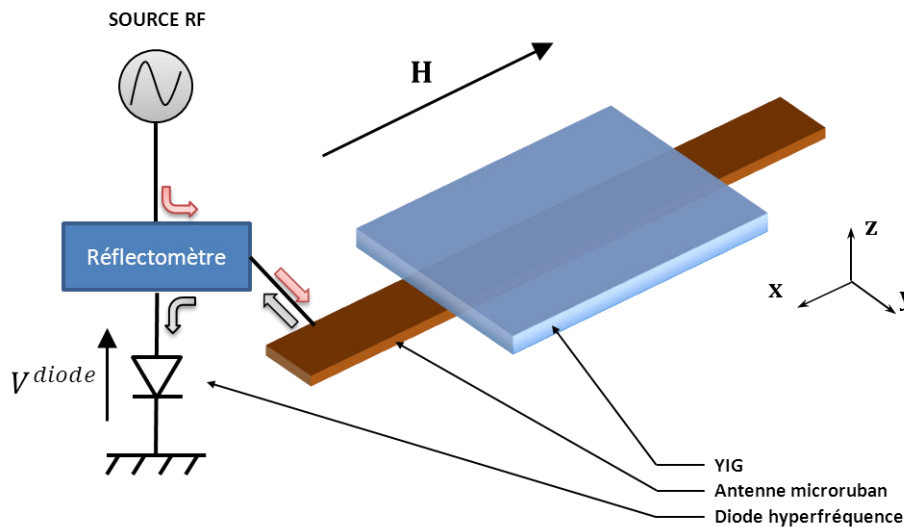


Figure 5.1 Schéma du dispositif expérimental de mesure FMR. Le champ statique \mathbf{H} est orienté parallèlement à l'antenne. La puissance réfléchie par l'antenne est mesurée à partir de la tension d'une diode hyperfréquence connectée en sortie du réflectomètre.

¹ Mesures réalisés en collaboration avec le Laboratoire de Magnétisme de Bretagne (LMB) de l'université de Bretagne Occidentale (équipe de J. Ben Youssef) et le Service de Physique de l'Etat Condensé (SPEC) du CEA Saclay (équipe d'O. Klein et G. de Loubens)

Magnétométrie par FMR

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, la dépendance de la fréquence de résonance f_{res} à l'amplitude du champ H_0 est donnée par la formule de Kittel en géométrie plane :

$$f_{res} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{H_0 (H_0 + 4\pi M_s + H_k)}, \quad 5.1$$

où le terme H_k , correspond à un éventuel champ d'anisotropie. L'analyse magnétométrique de nos films de YIG (voir chapitre 4) ne permettant pas de détecter de signe d'anisotropie plane, nous pouvons faire l'approximation $H_k \simeq 0$. Il est ainsi possible de calculer de manière simple l'aimantation à saturation M_s à partir d'une étude FMR.

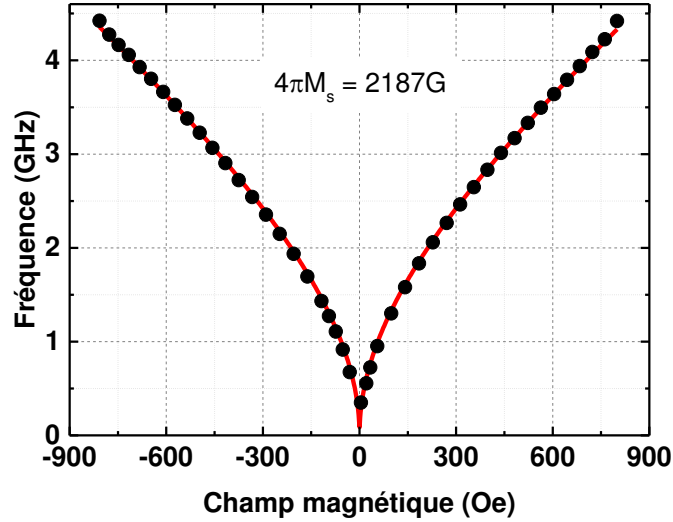


Figure 5.2 Dépendance de la fréquence de résonance en fonction de l'amplitude du champ magnétique extérieur (aimantation dans le plan)

L'ajustement de cette formule avec les valeurs de H_0 (orienté dans le plan) en fonction de f_{res} obtenues expérimentalement (voir figure 5.2) permet de déduire l'aimantation à saturation du film. Pour le film de YIG de 20 nm, cette méthode permet ainsi d'estimer une aimantation à saturation $4\pi M_s = 2187 \pm 4 \text{ G}$. Cette valeur d'aimantation à saturation, supérieure aux 1760 G du YIG massif est néanmoins en accord avec les caractérisations par magnétométrie SQUID qui donnent $4\pi M_s = 2100 \pm 50 \text{ G}$. La magnétométrie par FMR présente l'avantage d'être indépendante du volume magnétique mesuré ce qui rend cette méthode plus facile à interpréter que le SQUID.

5.1.2 Evolution spectrale de la largeur de raie

Spectres de résonance ferromagnétique

Afin d'extraire les paramètres de relaxation magnétique des échantillons, nous avons mesuré la largeur de raie des pics FMR en fonction de la fréquence d'excitation. En effet, l'analyse spectrale de la largeur de raie des pics FMR permet d'estimer le paramètre d'amortissement de Gilbert α ainsi que la composante extrinsèque à la largeur de raie ΔH_0 (voir chapitre 1).

Dans le but d'optimiser la sensibilité de la mesure, nous avons procédé à une détection synchrone du signal au moyen d'un amplificateur *lock-in*, le spectre obtenu correspond alors à la dérivée de la puissance absorbée par rapport à l'amplitude du champ magnétique (voir Annexe D).

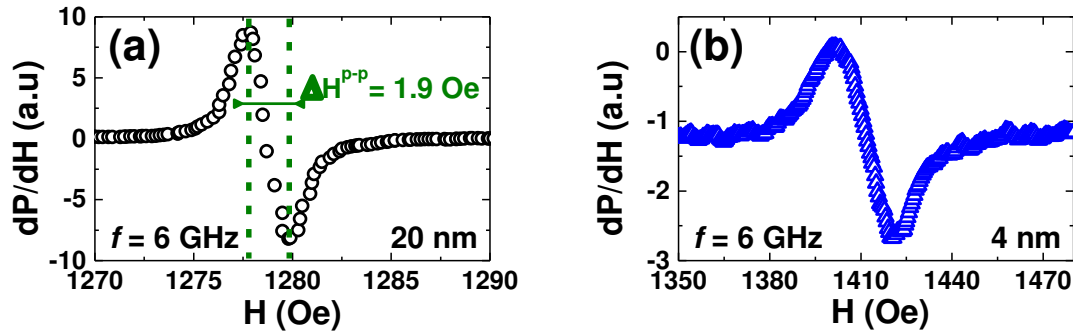


Figure 5.3 Dérivées du spectre d'absorption FMR pour des films de YIG de a) 20 nm et b) 4 nm d'épaisseur sous une fréquence d'excitation de 6 GHz.

Sur la figure 5.3, nous présentons deux spectres FMR ainsi obtenus avec les films de YIG de (a) 20 nm et (b) 4 nm autour de la résonance pour une fréquence de 6 GHz. La largeur de raie est déterminée en évaluant la largeur pic à pic ΔH^{p-p} du signal mesuré (la largeur de raie se déduisant par $\Delta H = \sqrt{3} \Delta H^{p-p}$).

Bien que l'amplitude du signal diminue avec l'épaisseur du film (car proportionnelle au volume magnétique), la sensibilité de la mesure reste suffisante, y compris avec le film de 4 nm d'épaisseur, pour mesurer et suivre l'évolution spectrale de cette largeur de raie. Cette dépendance est présentée sur la figure 5.4 pour les films de 4, 7 et 20 nm d'épaisseur.

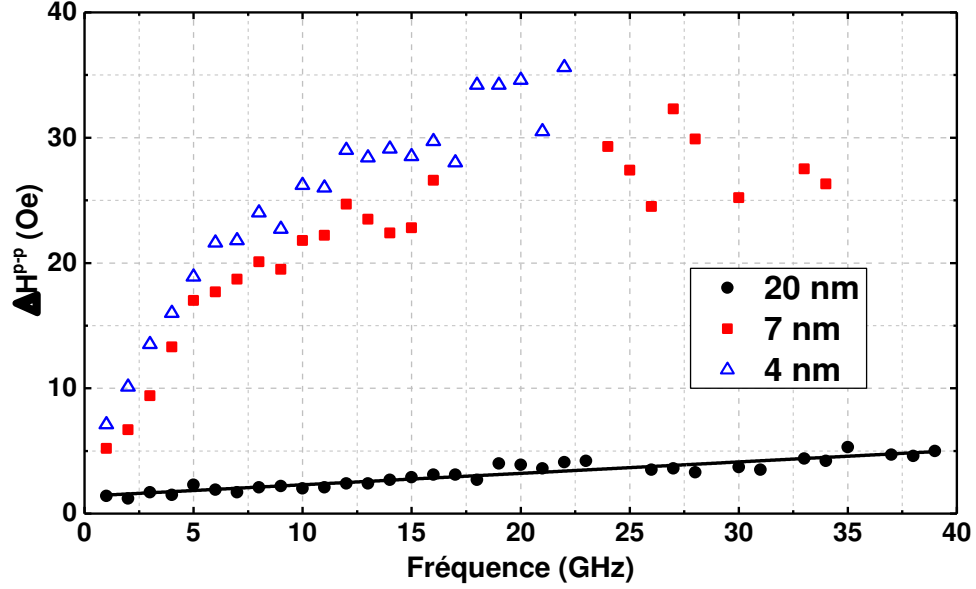


Figure 5.4 Evolution spectrale de la largeur de raie pic à pic ΔH^{p-p} obtenue des spectres FMR de films de YIG de différentes épaisseurs 20, 7 et 4 nm. La courbe en noir correspond à l'ajustement linéaire des résultats relatifs au film de 20 nm.

Nous observons une nette différence de comportement entre le film de 20 nm pour lequel ΔH^{p-p} présente une dépendance linéaire à la fréquence sur toute la plage considérée (de 0 à 40 GHz) et les films de 4 et 7 nm pour lesquels les largeurs de raies, sont, d'une part, plus importantes et surtout ne sont pas linéaires en fréquence.

Les mesures FMR ont été réalisées sur d'autres échantillons de chaque épaisseur (voir figure 5.5) ; parmi les films de YIG les plus minces (4 et 7 nm) certains ont présenté d'importantes variations des largeurs de raie FMR (jusqu'à un facteur 3 d'accroissement) en fonction de la localisation de l'antenne sur le film.

Certaines mesures FMR (non présentées ici) ont également laissé apparaître plusieurs pics voisins². Ces observations étayent l'hypothèse d'inhomogénéités latérales de la composition chimique des films qui restent cependant difficiles à évaluer. Toutefois, les différents échantillons de 20 nm d'épaisseur ont toujours présenté un seul pic de résonance.

² Si les films micrométriques de YIG présentent généralement plusieurs pics de résonances (car différents modes transverses peuvent être excités efficacement) on ne s'attend qu'à l'excitation du mode transverse d'ordre zéro dans une couche ultramince.

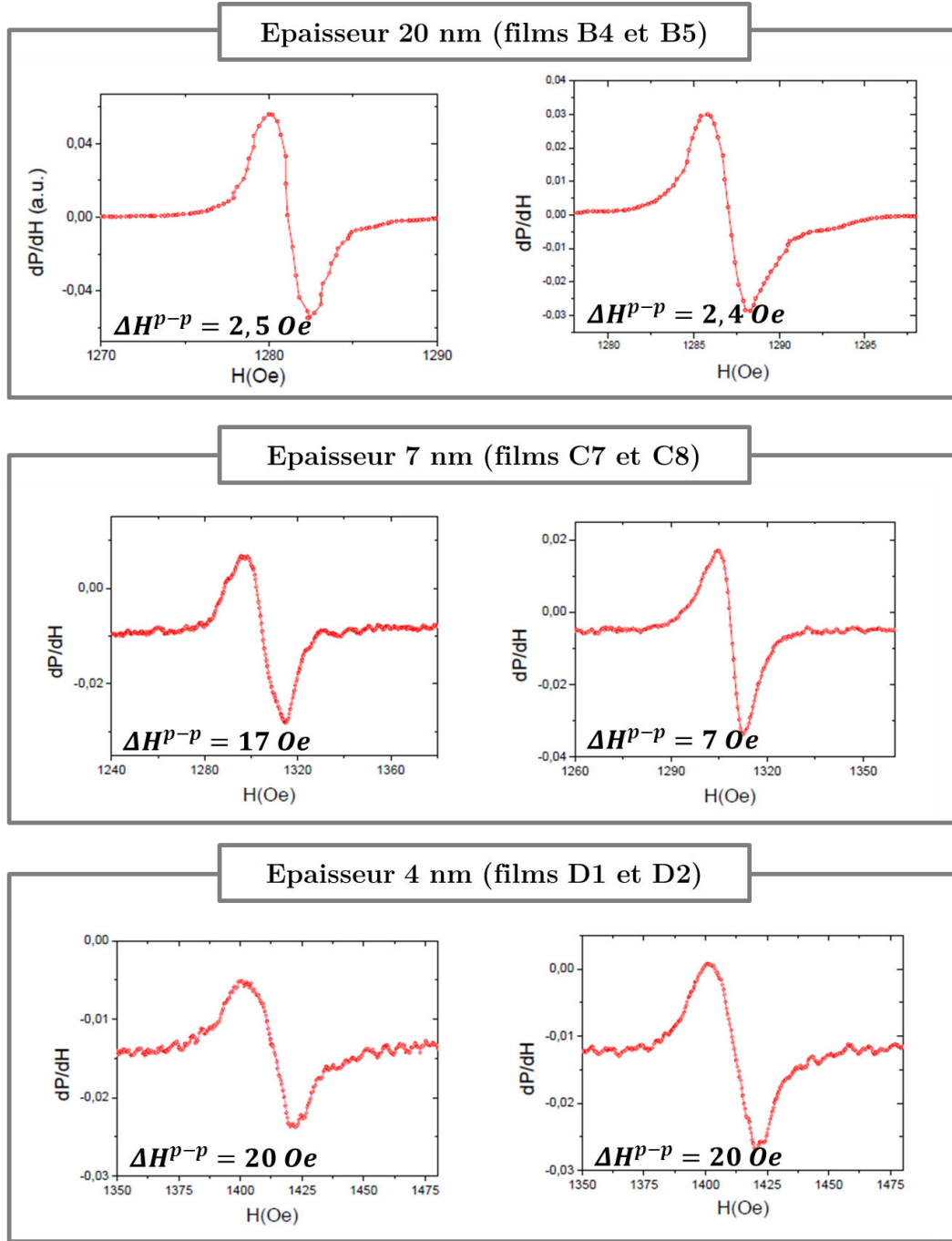


Figure 5.5 Dérivées du spectre d'absorption FMR pour différents films de YIG de 20,7 et 4 nm d'épaisseur sous une fréquence d'excitation de 6 GHz (mesures réalisées au LMB Brest)

Ces différents arguments : homogénéité, finesse et linéarité de ΔH ainsi que le paramètre de relaxation (comme nous allons le voir) justifient notre choix d'avoir principalement travaillé avec des films de YIG de 20 nm d'épaisseur, films sur lesquels la plupart des mesures présentées dans cette thèse ont été réalisées.

Paramètres de relaxation

En ce qui concerne le film de 20 nm de la figure 5.4, une régression linéaire a permis d'extraire les paramètres de relaxation $\alpha = 2,3 \cdot 10^{-4}$ et $\Delta H_0 = 1,4$ Oe. Ces résultats figurent parmi les meilleurs observés pour des films ultramines, indépendamment de la technique de croissance employée. Dans la littérature, la croissance par pulvérisation cathodique d'une couche ultramince de YIG (22 nm) présentant un paramètre d'amortissement $\alpha = (8,58 \pm 0,21) \cdot 10^{-5}$ a récemment été rapportée [104]. Cependant cette valeur est déduite d'une analyse FMR effectuée sur une faible gamme de fréquence (de 13 à 17 GHz), et par ailleurs, la largeur de raie extrinsèque associée est très importante ($\Delta H_0 = 6,80$ Oe)³.

α	ΔH_0 (Oe)
$2,3 \cdot 10^{-4}$	1,4
$2,9 \cdot 10^{-4}$	1,1
$3,2 \cdot 10^{-4}$	1,0
$3,2 \cdot 10^{-4}$	1,2

Tableau 5.1 Paramètres de relaxations : α et ΔH_0 , obtenus par caractérisation FMR de différents films de YIG de 20 nm réalisés dans des conditions de croissance comparables. Hormis la première ligne en bleu, correspondant aux résultats présentés à la Figure 5.4, les paramètres de relaxations sont issus d'une analyse spectrale entre 1 et 4,5 GHz.

Le tableau ci-dessus recense les paramètres de relaxation déduits de la caractérisation FMR d'autres échantillons de 20 nm réalisés dans des conditions de croissance comparables soulignant la reproductibilité de la croissance PLD de films de 20 nm présentant un paramètre de Gilbert inférieur à $5 \cdot 10^{-4}$.

Processus à 2 magnons

La non-linéarité de la dépendance spectrale de $\Delta H(\omega)$ pour les échantillons de 4 et 7 nm est très probablement due à des processus de diffusion à 2 magnons (voir chapitre 1). En effet, la diffusion à 2 magnons est favorisée par la présence d'inhomogénéités de surfaces (rugosité, etc.) [37], l'influence de ce processus de relaxation sur la largeur de raie FMR augmente avec le rapport surface/volume et devient ainsi significative pour nos films les plus minces (typiquement d'épaisseur inférieure à 10 nm).

³ Dans la littérature, l'association α et ΔH_0 faibles ne se retrouve que dans les films micrométriques déposés par LPE.

Différents traitements de la surface du YIG ont été proposés [105] dans la littérature (recuit, gravure ionique, etc.) pour améliorer la planéité des couches de YIG et par la même occasion de réduire ces processus à 2 magnons. Une étude systématique de recuits a été réalisée sur nos films [106]. Nous n'avons toutefois pas noté de changements significatifs de la rugosité ainsi que de la non-linéarité des processus de relaxation sur nos échantillons après ces recuits.

5.1.3 Conclusion

Cette étude FMR montre que les films ultraminces de YIG obtenus par PLD peuvent présenter un amortissement comparable à l'état de l'art des films micrométriques élaborés par LPE. En dessous de 10 nm, nous obtenons cependant une augmentation du paramètre d'amortissement de Gilbert ou du moins de la largeur de raie, probablement en raison d'effets non linéaires de diffusion à 2 magnons. La notion même de paramètre de Gilbert devient alors peu pertinente pour décrire la relaxation du système. Actuellement les échantillons de 20 nm sont ceux qui présentent les meilleures performances selon ce critère, ils ont donc été retenus pour la majorité des études de bicouches YIG|MN réalisées par la suite.

5.2 Pompage de spin dans les bicouches YIG|Pt

Comme nous l'avons vu au chapitre 2, le pompage de spin qui se produit dans les bicouches FM|MN engendre l'ouverture d'un canal de relaxation supplémentaire pour la dynamique d'aimantation de la couche ferromagnétique. Nous avons étudié ce phénomène à partir de caractérisations FMR ainsi que de mesures d'effet Hall de spin inverse (ISHE).

5.2.1 Mesures de largeur de raie FMR

Nous avons effectué des mesures de résonance ferromagnétique sur un échantillon de 20 nm de YIG avant et après dépôt d'une couche de 13 nm de Pt. L'évolution spectrale de la largeur à mi-hauteur des pics FMR (présentée à la figure 5.6) permet de remarquer que l'ajout de la couche de Pt a pour effet global d'augmenter la largeur de raie FMR.

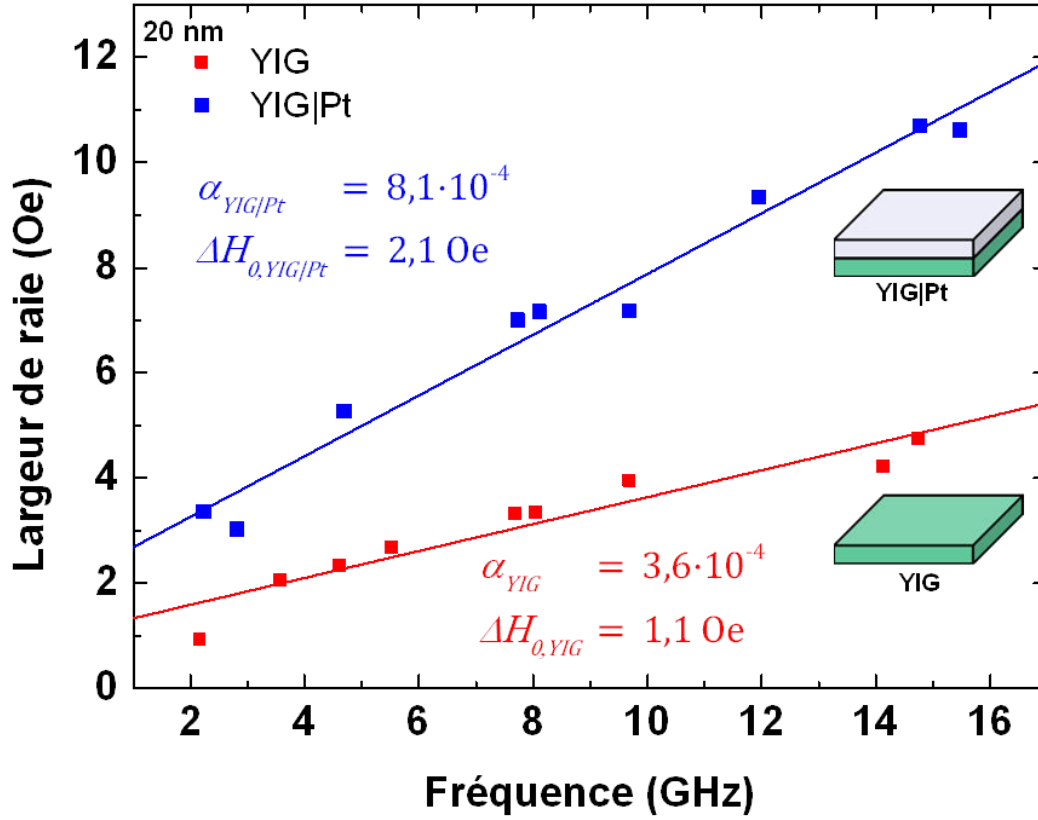


Figure 5.6 Evolution spectrale de la largeur de raie d'un film de 20 nm de YIG avant et après dépôt de Pt.

Contribution du pompage de spin à la constante de relaxation

Suite à l'ajout du Pt, nous constatons un changement des paramètres de relaxation intrinsèque α et extrinsèque ΔH_0 . L'augmentation observée de ΔH_0 ne peut pas se justifier par le pompage de spin qui agit sur l'amortissement (voir chapitre 2). Elle résulte possiblement de l'apparition de nouveaux défauts structuraux ou de contraintes suite au dépôt du Pt. Le changement de positionnement de l'antenne sous l'échantillon entre les deux mesures FMR peut également être à l'origine de cette variation de ΔH_0 .

Nous nous concentrerons par la suite sur la variation du paramètre de Gilbert notée $\alpha_{sp} = \alpha_{YIG|Pt} - \alpha_{YIG}$, contribution du pompage de spin à la constante d'amortissement du YIG dans la bicouche YIG|Pt. Le pompage de spin agissant de manière interfaciale sur la relaxation du film de YIG, le paramètre α_{sp} est inversement proportionnel à son épaisseur et n'est ainsi, en pratique, mesurable que dans le cadre de films ultraminces.

La couche de YIG considérée présente un amortissement intrinsèque $\alpha_{YIG} = 3,6 \cdot 10^{-4}$ puis $\alpha_{YIG|Pt} = 8,1 \cdot 10^{-4}$ avec Pt, soit $\alpha_{sp} = 4,5 \cdot 10^{-4}$. En d'autres termes, la vitesse d'amortissement de la dynamique d'aimantation du YIG est plus que doublée après le dépôt d'une couche de Pt. Nous voyons bien ici que le phénomène de pompage de spin est significatif et influe fortement sur la relaxation.

Spin mixing conductance

Les mesures de α_{sp} permettent, à partir de l'équation (2.21), d'évaluer la partie réelle du paramètre de *spin mixing conductance*⁴ de l'interface YIG|Pt qui décrit l'efficacité du pompage de spin :

$$g_r^{\uparrow\downarrow} = \frac{4\pi M_s}{\gamma \hbar} \cdot \alpha_{sp} \cdot t_{YIG}, \quad 5.2$$

où t_{YIG} est l'épaisseur du film de YIG, γ le rapport gyromagnétique et M_s l'aimantation à saturation.

Nous avons ainsi déduit pour cette bicouche un paramètre $g_r^{\uparrow\downarrow} = 1,02 \cdot 10^{18} m^{-2}$. Ce résultat est comparable aux valeurs que l'on peut trouver dans la littérature pour des bicouches YIG_{LPE}|Pt, le platine pouvant être déposé par pulvérisation : $g_r^{\uparrow\downarrow} = 0,8 \pm_{0,5}^{1,8} \cdot 10^{18} m^{-2}$ [77], ou par PLD : $g_r^{\uparrow\downarrow} = 1,3 \cdot 10^{18} m^{-2}$ [107].

Notons qu'il a été montré que divers traitements de la surface de YIG (traitements chimiques, recuits, plasmas...), avant le dépôt de la couche métallique, pouvait augmenter fortement le paramètre $g_r^{\uparrow\downarrow}$ (jusqu'à une valeur de $5 \cdot 10^{18} m^{-2}$ pour des bicouches YIG|Au [108] et $3,4 \cdot 10^{19} m^{-2}$ pour des bicouches YIG|Pt [109]).

Il est néanmoins important de veiller à ce que l'augmentation de $g_r^{\uparrow\downarrow}$ ne se fasse pas au détriment de l'amortissement α . Une étude de l'influence de divers traitements de surface sur les propriétés FMR des couches ultraminces de YIG pourrait constituer, à ce titre, une perspective intéressante.

⁴ La formulation de l'équation 5.2 peut laisser croire que $g_r^{\uparrow\downarrow}$ dépend de l'épaisseur de YIG, il faut se souvenir que α_{sp} varie en $1/t_{YIG}$; $g_r^{\uparrow\downarrow}$ est donc bien une constante de l'interface YIG|Pt uniquement.

5.2.2 Mesures d'effet Hall de spin inverse

En plus de cette étude de la largeur de raie FMR, nous avons effectué des mesures d'effet Hall de spin inverse qui nous ont permis, d'une part, de mettre en évidence le phénomène de pompage de spin de manière alternative, à travers une mesure de transport, et d'autre part, d'estimer la longueur de diffusion de spin du Pt.

Pour cela, nous avons déposé, sur un film de YIG de 20 nm d'épaisseur, des barreaux de Pt d'épaisseur t_{pt} variable, $t_{pt} = 4, 6, 10$ ou 50 nm, de longueur $l = 5$ mm et de largeur $w = 50$ μm (voir figure 5.7).

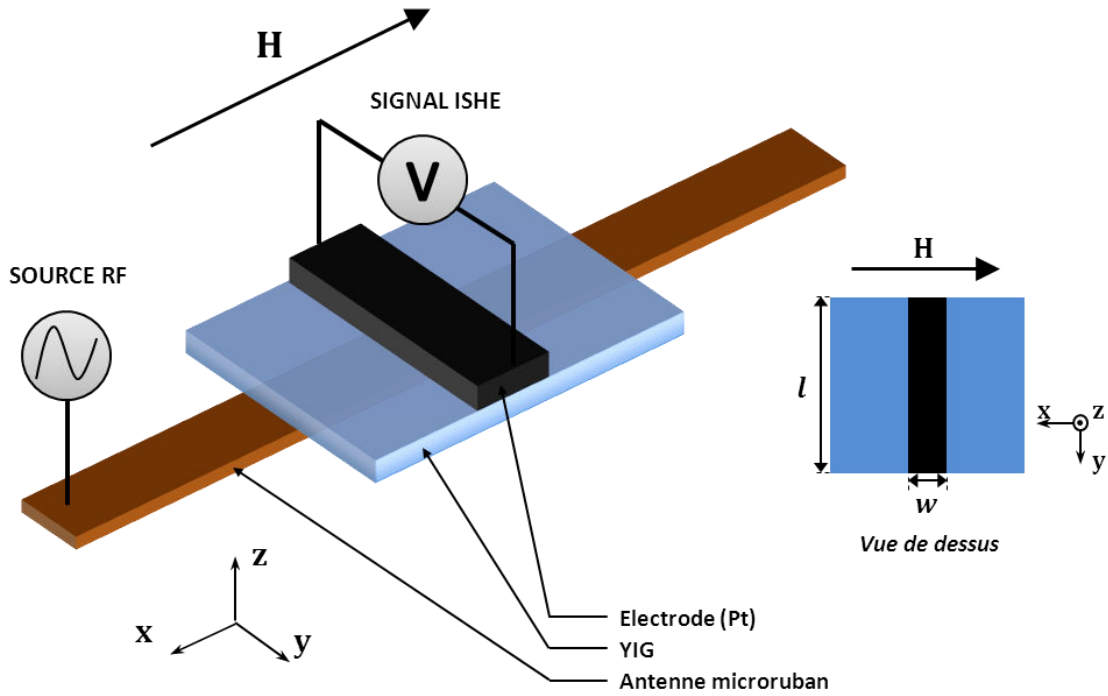


Figure 5.7 Schéma du dispositif expérimental de mesure ISHE. Le champ statique H est orienté parallèlement à l'antenne et perpendiculairement à l'électrode de Pt afin de maximiser le signal ISHE.

Nous avons mesuré la tension aux bornes de ces électrodes dans les conditions de résonance ferromagnétique avec champ H orienté dans le plan de l'échantillon, perpendiculairement à l'électrode, l'excitation hyperfréquence étant là encore assurée par une antenne micro-ruban.

La dépendance de la tension dans le Pt à l'amplitude du champ magnétique H est présentée figure 5.8.

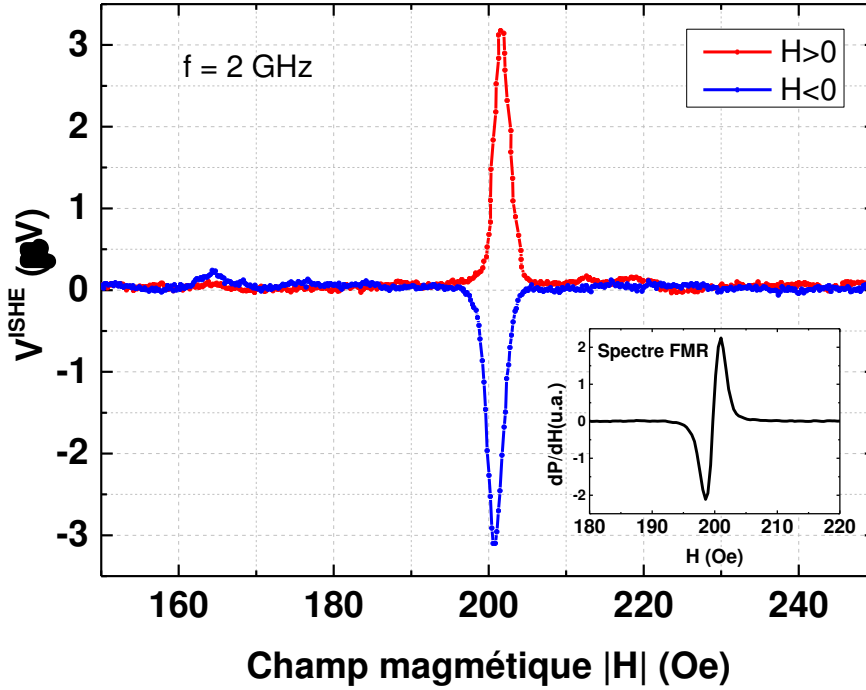


Figure 5.8 Dépendance de la tension mesurée sur l'électrode de Pt à l'amplitude du champ magnétique extérieur. Les courbes rouge et bleue correspondent respectivement au spectre à champ positif et négatif. Le signe du pic ISHE dépend de la polarité du champ. Le spectre FMR (dérivé) présenté en encart montre la correspondance des pics de tension ISHE avec la résonance ferromagnétique.

A la résonance ferromagnétique (ici à environ 200 Oe pour une excitation de 2 GHz), un pic de tension, dont le signe dépend de la polarité du champ magnétique, est détecté. Cette inversion de signe est caractéristique de la symétrie de l'effet Hall de spin (voir chapitre 2).

Les distances entre les contacts pris sur les électrodes de Pt variant d'un barreau à l'autre, il n'est pas pertinent de comparer directement les valeurs de tension mesurées. La conversion du signal en courant équivalent I_c^{ISHE} , effectuée en divisant la tension V^{ISHE} par la résistance de chaque électrode, permet de comparer les signaux (voir figure 5.9).

Nous reviendrons plus en détail sur les spectres ISHE dans la section 5.3 consacrée à la détection non-locale des ondes de spin.

Longueur de diffusion de spin du Pt

Sur la figure 5.9, nous présentons l'évolution de l'amplitude du pic de courant I^{ISHE} à la résonance ferromagnétique du YIG (2 GHz) en fonction de l'épaisseur t_{Pt} de Pt.

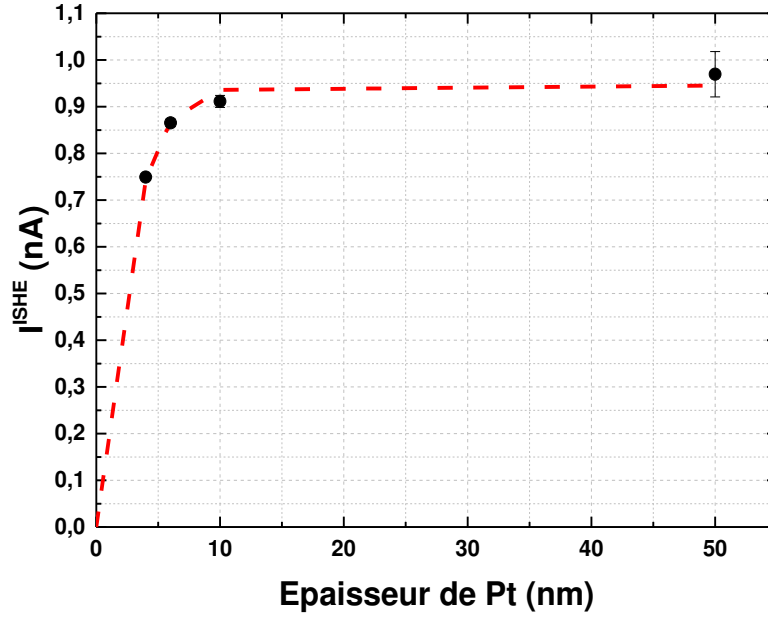


Figure 5.9 Évolution de la densité de courant I^{ISHE} en fonction de l'épaisseur de l'électrode de Pt (mesures effectuées sous FMR à 2 GHz). Ces résultats sont ajustés (courbe en rouge) à partir du profil de courant donné par l'équation 5.3.

Nous constatons une augmentation du signal avec t_{Pt} jusqu'à saturation à partir d'environ 10 nm. Cette évolution est à relier à la diffusion de spin dans le Pt : à une grande distance (devant λ_{sd}) de l'interface, l'absence de courant de spin rend le mécanisme de ISHE inexistant.

A partir du profil de courant de spin dans le Pt, nous pouvons déduire de ces données expérimentales la longueur de diffusion de spin dans le Pt. En effet, en utilisant l'expression de la densité moyenne de courant créée par ISHE, $\overline{j_c^{ISHE}}$ (voir l'équation 2.49) le courant s'écrit :

$$I_c^{ISHE} = t_{Pt} w \overline{j_c^{ISHE}} = \theta_{SH} \frac{2e}{\hbar} \lambda_{sd} w \tanh\left(\frac{t_{Pt}}{2\lambda_{sd}}\right) j_s^z(0) \quad 5.3$$

où θ_{SH} est l'angle de spin-Hall du Pt, e la charge de l'électron, w la largeur de l'électrode et $j_s^z(0)$ la densité de courant de spin à l'interface YIG|Pt. L'ajustement des données expérimentales par ce modèle nous a permis d'estimer pour le Pt un paramètre $\lambda_{sd} = 1,9 \pm 0,1$ nm. Cette valeur (obtenue à 300K) est comparable avec les valeurs disponibles dans la littérature [110–115] (entre 1,2 nm [112] et 3,7 nm [114]).

5.2.3 Conclusion

Nous avons mis en évidence le phénomène de pompage de spin à la fois par FMR et par ISHE. Certains paramètres de magnéto-transport ont pu être estimés à partir de ces mesures, notamment le paramètre de spin mixing conductance de l'interface YIG|Pt et la longueur de diffusion de spin du Pt.

A partir de l'équation (5.3), il est, en principe, également possible de déterminer l'angle de spin Hall θ_{SH} . Cependant ceci exige la connaissance de la densité de courant de spin j_{s0} à l'interface YIG|Pt. Cette grandeur n'est pas facile à évaluer car elle dépend de la puissance magnétique absorbée par le YIG. Des mesures en cavité permettant de bien connaître la distribution spatiale du champ hyperfréquence pourraient permettre de surmonter cette contrainte.

5.3 Détection non locale d'ondes de spin par d'effet Hall de spin inverse

Nous n'avons abordé, jusqu'à présent, que la réponse magnétique du YIG à une excitation uniforme ; il en résulte une précession uniforme de l'aimantation sur tout le film. Cependant, dans l'idée d'aboutir à des applications magnoniques, nous sommes amenés à considérer des ondes de spin dites propagatives, ces dernières étant produites, par exemple, dès lors que le champ magnétique hyperfréquence n'est pas uniforme.

Nous nous sommes intéressés à la possibilité de détecter de telles ondes dans nos films ultraminces en séparant la zone d'excitation (excitation toujours réalisée de manière inductive mais localisée) et la zone de détection (détection effectuée par ISHE⁵). L'objectif de cette étude étant d'être en mesure, d'une part, d'exciter des ondes de spin propagatives grâce à la localisation et donc à la non uniformité du champ hyperfréquence et, d'autre part, de mettre en évidence la propagation de ces ondes entre les zones d'excitation et de détection.

⁵ Outre son intérêt applicatif, la détection d'ondes de spin par ISHE permet a priori de se prémunir d'effets de diaphonie aussi appelés *cross talk* qui interviendraient si on réalisait une détection inductive à l'aide d'une seconde antenne.

5.3.1 Dispositif expérimental

Géométrie

L'excitation des ondes de spin est réalisée au moyen d'une antenne d'or de 100 μm de large et 50 nm d'épaisseur lithographiée sur le film de YIG. Pour la détection, une électrode de Pt de 13 nm d'épaisseur et 150 μm de large est déposée parallèlement à l'antenne (voir figure 5.10). La tension ISHE est mesurée le long de l'électrode de Pt. Si la plupart des mesures ISHE a été menée avec des électrodes de Pt, nous avons également déposé des électrodes d'alliage CuBi sur les couches de YIG. Ceci nous a ainsi permis de mesurer comparativement les effets Hall de spin dans ces deux métaux en contact avec le même matériau ferromagnétique.

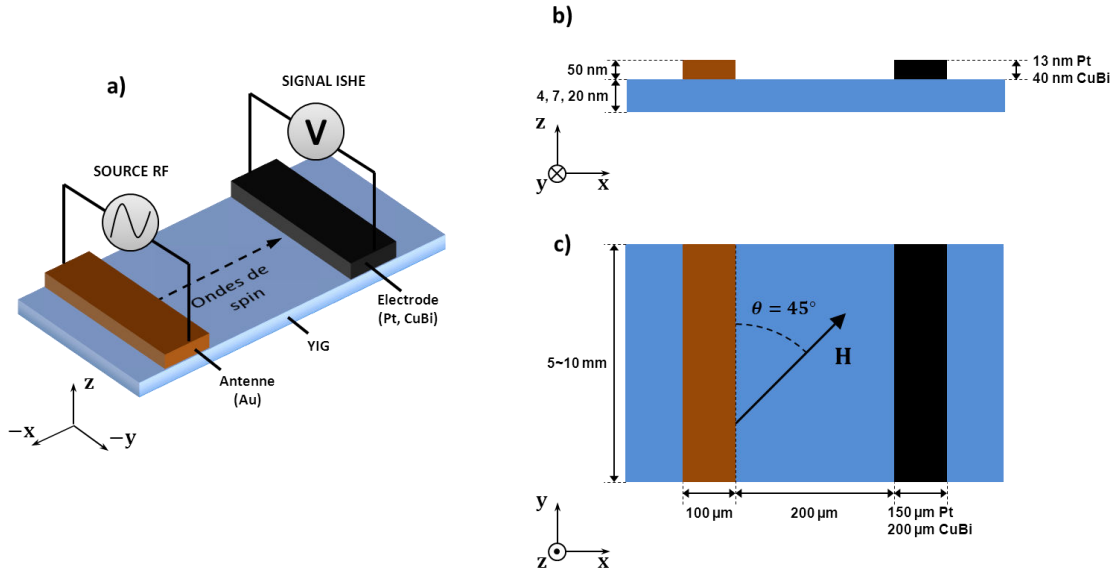


Figure 5.10 Illustration du dispositif expérimental. Vues (a) en perspective, (b) en coupe et (c) de face. Les ondes de spin sont excitées à travers le film de YIG par l'antenne micro-ruban d'or déposée sur le YIG, la détection est effectuée par mesure de la tension ISHE sur une électrode distante de Pt ou de CuBi parallèle à l'antenne. Le champ magnétique statique est orienté dans le plan avec un angle de 45° par rapport à l'axe de l'antenne.

Mesure de la tension ISHE

Le dispositif expérimental proposé s'inspire d'une mesure d'ondes de spin propagatives réalisée en 2012 par Chumak *et al.* [116] sur un film de YIG de 2,1 μm d'épaisseur. Dans cette publication, un signal hyperfréquence impulsionnel envoyé sur l'antenne génère un paquet d'ondes de spin se propageant le long du film de YIG. Une détection non locale est alors réalisée par ISHE en mesurant la tension

sur l'électrode de Pt via un oscilloscope ce qui permet de caractériser le retard et donc la vitesse de groupe du paquet d'onde de spin.

Nous n'avons pas été en mesure d'observer de telles impulsions d'ondes de spin sur nos échantillons, ceci est probablement dû à la faible quantité d'énergie emmagasinée par impulsion (proportionnelle à l'épaisseur du film) rendant le signal trop faible pour une détection à l'oscilloscope. Les mesures présentées dans ce travail ont été effectuées en mesurant la tension aux bornes de l'électrode à l'aide d'un nano-voltmètre ou en procédant à une détection synchrone au moyen d'un amplificateur *lock-in*, le champ hyperfréquence étant alors délivré par impulsions à une fréquence de 5 kHz.

Orientation du champ magnétique

Soit θ l'angle entre le champ magnétique statique (dans le plan) et l'antenne (voir figure 5.10). Il est possible de montrer (voir Annexe E) que la puissance absorbée par le YIG en fonction de θ varie en $P_{abs} = a \cos^2 \theta + b$. L'excitation est donc plus efficace lorsque le champ magnétique est parallèle à l'antenne. Par ailleurs, lorsque θ mesure l'angle entre l'électrode et le champ \mathbf{H} , la symétrie de l'effet Hall de spin donne [9] $V_{ISHE}(\theta) \propto \sin \theta$, ce qui maximise la détection lorsque \mathbf{H} est perpendiculaire à l'électrode.

Ces considérations devraient donc pousser (pour maximiser excitation et détection) à prendre une antenne perpendiculaire à l'électrode. Cependant, avec ces mesures non locales, il est intéressant de conserver la cohérence spatiale de l'onde de spin détectée, ceci impose de positionner l'électrode de détection parallèlement à l'antenne⁶.

Dans cette configuration, nous nous attendons donc à une variation angulaire de la tension mesurée sur l'électrode en $V(\theta) = (A \cos^2 \theta + B) \sin \theta$. Ce modèle, confirmé expérimentalement (voir figure 5.14 au paragraphe 5.3.3) montre que le signal atteint son amplitude maximale entre $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 90^\circ$, afin de trouver un accord relativement bon entre excitation et détection le champ magnétique a été orienté à 45° ⁷ (voir figure 5.10) par rapport à l'axe y. Avec cette orientation de \mathbf{H} , le type

⁶ Dans les chapitres suivants, l'objectif des mesures ISHE ne porte pas sur la propagation d'ondes de spin et l'antenne est alors toujours perpendiculaire à l'électrode de détection.

⁷ Dans l'absolu il est possible de déterminer expérimentalement l'angle permettant de maximiser le signal, la valeur de 45° demeure cependant toujours assez proche des valeurs optimales observées.

d'ondes de spin excitées est alors intermédiaire entre les configurations (voir chapitre 1) Damon-Eshbach ou MSSW ($\theta = 0^\circ$) et BWVW ($\theta = 90^\circ$). Nous discuterons, au paragraphe 5.3.3, l'influence particulière de ces configurations sur les résultats de détection non locale d'ondes de spin.

5.3.2 Résultats de détection par effet Hall de spin inverse

L'évolution en fonction du champ \mathbf{H} , de la tension aux bornes de l'électrode de Pt est présentée à la figure 5.11 (film de 20 nm de YIG). Cette tension est comparée à un spectre FMR obtenu comme précédemment à l'aide d'une diode, en revanche la tension de la diode est ici mesurée directement (sans modulation) ce qui donne accès ici à la puissance absorbée à la résonance (et non à sa dérivée comme à la section précédente).

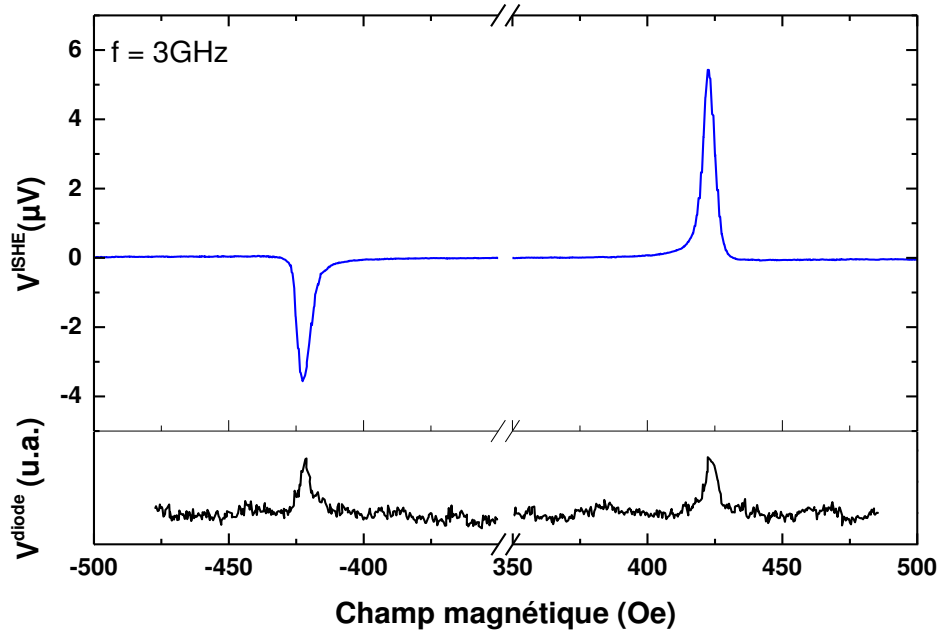


Figure 5.11 (Haut) Dépendance de la tension mesurée sur l'électrode de Pt au champ magnétique statique extérieur, le signe des pics de tension dépend de la polarité du champ H . (Bas) spectre FMR mesurée dans les conditions expérimentales décrites à la section 5.1 mais sans modulation du champ H (mesure directe au nano-voltmètre).

Les conditions de FMR (ici à 3 GHz) sont repérables par les pics de tension V^{diode} visibles sur le graphe du bas. Nous observons, dans ces conditions, l'apparition de 2 pics de tension de signes opposés (graphe du haut). Cette inversion de signe est caractéristique de la symétrie de l'effet Hall de spin (voir chapitre 2). Notons également une légère asymétrie des amplitudes de ces pics, ce dernier point sera discuté en fin de paragraphe.

Mesures ISHE sur Pt en fonction de l'épaisseur de YIG

Les mesures ISHE ont été réalisées pour les différentes épaisseurs de YIG (4, 7 et 20 nm). Les spectres associés, mesurés sur une électrode de Pt à la résonance ferromagnétique ($H > 0$) pour une excitation de 3 GHz sont présentés sur la figure 5.12. Notons que le champ de résonance est légèrement différent pour chaque épaisseur de YIG en raison de variations d'aimantation à saturation entre les trois échantillons.

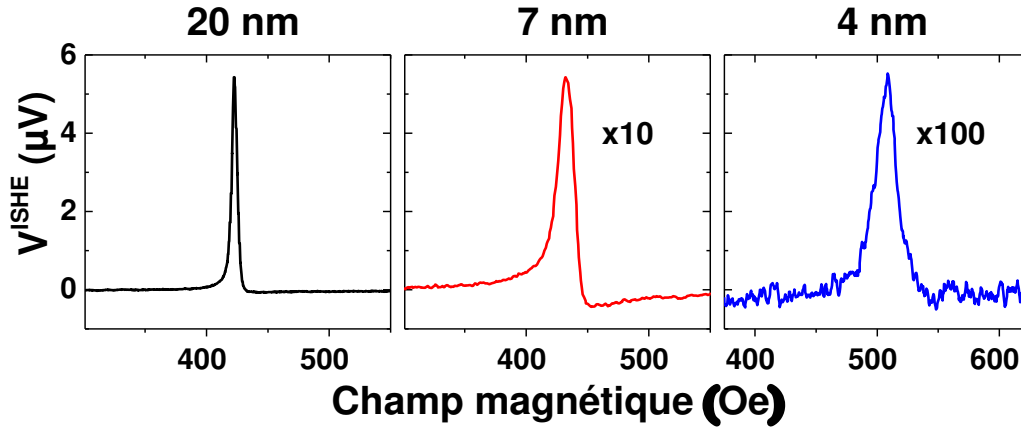


Figure 5.12 Pics de tension ISHE aux bornes de l'électrode de Pt à la résonance ferromagnétique (excitation à 3 GHz, $H > 0$) mesuré pour différentes épaisseurs de YIG (20, 7 et 4 nm). L'amplitude du signal est multipliée respectivement d'un facteur 10 et 100 pour les films de 7 et 4 nm de YIG.

Les distances entre antenne et électrode ainsi que les prises de contact étant différentes d'un échantillon à l'autre, l'analyse de ces pics ISHE doit avant tout être qualitative. A ce titre, ces résultats montrent tout d'abord qu'il est possible de détecter la dynamique d'aimantation par ISHE dans des films de YIG aussi fin que 4 nm.

L'extraction des largeurs de raie, réalisée à partir d'un ajustement lorentzien, donne $\Delta H = 4,6, 13,2$ et $19,2$ Oe pour les films de 20, 7 et 4 nm respectivement, ce qui est légèrement supérieur mais reste comparable aux mesures inductives de FMR présentées précédemment (voir figure 5.4)

On remarque également que la réduction de l'épaisseur de la couche de YIG s'accompagne d'une importante diminution de l'amplitude du signal ISHE (deux ordres de grandeur entre 20 et 4 nm). Ces variations significatives d'amplitude sont certainement attribuables à l'augmentation de la relaxation magnétique dans les

films les plus fins, en effet, dans le régime de faible excitation la tension de Hall a une dépendance attendue en $1/\alpha^2$ [9].

Mesures ISHE sur $\text{Cu}_{99.5}\text{Bi}_{0.5}$

Les mesures de tension ISHE ont également été effectuées aux bornes d'électrodes de $\text{Cu}_{99.5}\text{Bi}_{0.5}$ déposées sur les mêmes échantillons de YIG. Il a, en effet, récemment été montré [78] que la faible concentration de bismuth dans cet alliage lui confère un fort angle de spin-Hall (estimé à -24%).

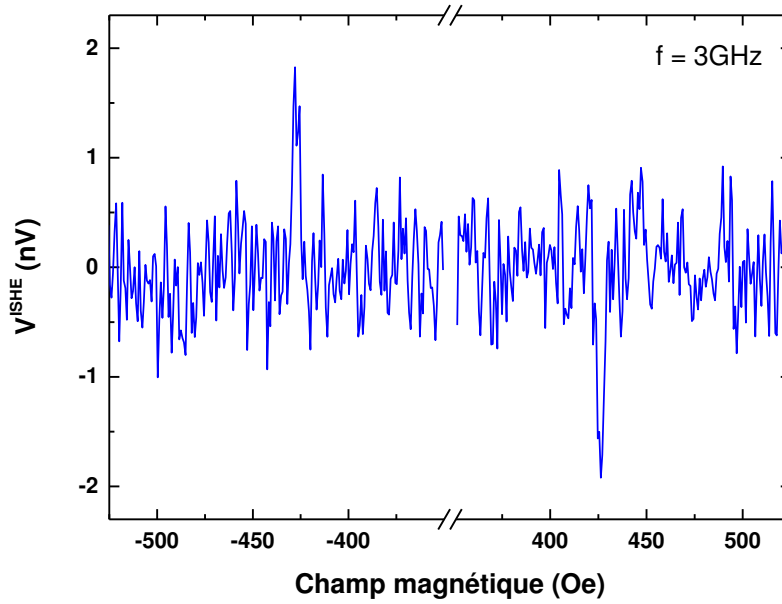


Figure 5.13 Spectre ISHE (mesure lock-in, moyennée $\times 10$) de la tension mesurée aux bornes de l'électrode de CuBi déposée sur l'échantillon de 20 nm de YIG. La fréquence de l'excitation de l'antenne est de 3 GHz.

Les spectres obtenus, présentés à la figure 5.13, montrent un signal beaucoup plus faible que pour le Pt pour une géométrie comparable. Le fait que la résistivité du CuBi ($\rho_{\text{CuBi}} = 5 \mu\Omega\cdot\text{cm}$) est plus faible que celle du Pt ($\rho_{\text{Pt}} = 18 \mu\Omega\cdot\text{cm}$) ne peut pas totalement justifier une telle diminution de signal. La très faible amplitude du signal ISHE est possiblement à attribuer à une valeur d'angle de spin-Hall de l'électrode CuBi plus faible que celle déjà publiée [78].

Afin de comparer les courants de Hall dans le CuBi et le Pt, nous avons procédé simultanément, sur le même échantillon, à une mesure ISHE sur l'électrode de CuBi et de Pt. Le signal sur l'électrode de CuBi présenté sur la figure 5.13 (extrait de la moyenne de 10 spectres ISHE) est à la limite de détection de notre dispositif expérimental. Nous pouvons toutefois noter l'inversion du signe des pics ISHE par

rapport aux mesures effectuées sur Pt, ceci confirme ainsi le signe (négatif) de l'angle de spin-Hall prédit et déjà mesuré pour cet alliage [78].

5.3.3 Discussions concernant la propagation des ondes de spin

Le simple fait de détecter des ondes de spin de manière non locale (par FMR ou ISHE) ne suffit pas à conclure à une propagation de signal dans le YIG de l'émetteur au détecteur. En effet, une excitation inductive reste possible directement (le champ de l'antenne n'étant pas suffisamment atténué) ou indirectement (l'électrode de détection pouvant se comporter comme une source secondaire de rayonnement suite à un couplage inductif avec l'antenne). Dans ces deux cas, des ondes de spin pourraient être générées directement sous l'électrode de détection puis détectées. En dépit de l'absence de mesures à résolution temporelle, l'analyse de certains d'éléments permet néanmoins de conclure à la propagation de telles ondes dans nos films ultraminces.

Effets non réciproques

Nous avons précédemment remarqué (voir figure 5.11) un défaut de symétrie dans l'amplitude des pics ISHE (mesures non locales) selon le signe du champ magnétique ; ce résultat n'apparaît pas dans les spectres réalisés avec excitation locale (voir figure 5.8). Afin de comprendre ce comportement, nous avons mesuré l'évolution de la tension V^{ISHE} en fonction de l'angle θ entre le champ magnétique et l'antenne (voir figure 5.10) ; ce résultat est présenté à la figure 5.14.

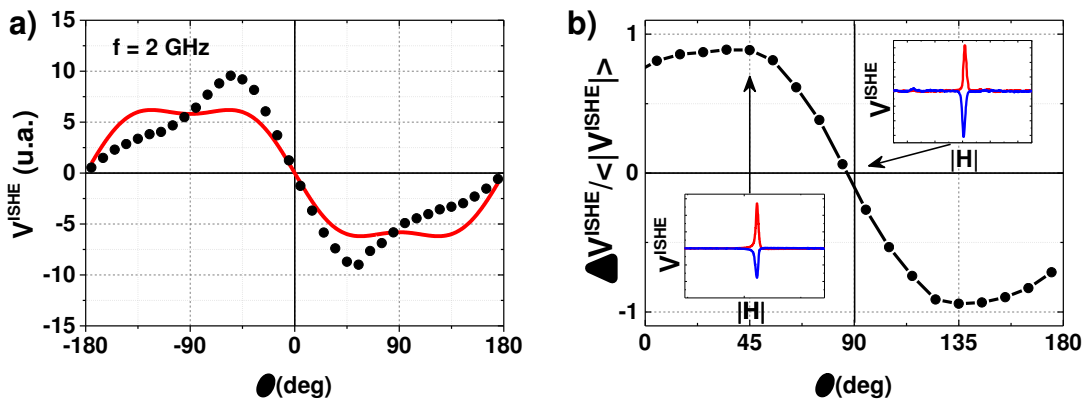


Figure 5.14 a) Evolution de la tension V^{ISHE} mesurée dans les conditions FMR à 2 GHz sur une électrode de Pt déposée sur un film de 20 nm de YIG (détection non locale) en fonction de l'orientation (dans le plan de l'échantillon) du champ magnétique extérieur. Ces données sont ajustées par un modèle de dépendance angulaire en $(A \cos^2 \theta + B) \sin \theta$ (courbe rouge). b) Dépendance angulaire de l'écart relatif

d'amplitude des deux pics associés à une orientation du champ magnétique ($H > 0$ et $H < 0$).

Nous pouvons voir (figure 5.14a) que les données expérimentales ne suivent que d'une manière limitée le modèle de variation de la tension ISHE en $V^{ISHE} = (A \cos^2 \theta + B) \sin \theta$ représenté par la courbe rouge. En effet, si nous retrouvons bien certains comportements attendus : inversion de signe à $\theta = 0$ (due à la symétrie de l'ISHE) et inflexion à $\theta = 90^\circ$ (due à la diminution de la puissance absorbée par le YIG), nous constatons également un certain écart vis-à-vis de leur ajustement.

L'écart relatif d'amplitude des pics (par rapport à leur amplitude moyenne) est tracé sur la figure 5.14.b en fonction de l'orientation du champ magnétique ; en particulier, nous retrouvons bien le fait que ce « coefficient d'asymétrie » est nul pour $\theta = 0^\circ$ et devient significatif pour $\theta = 45^\circ$. Cette asymétrie n'est pas liée à l'effet Hall de spin (effet symétrique) mais à des propriétés de non réciprocity des ondes de spin propagatives dans le YIG. Deux mécanismes à l'origine d'effets non réciproques sont décrits dans la littérature :

- Le premier [23] est lié à la nature intrinsèquement non réciproque de la configuration de DE qui implique des ondes de surfaces dont le sens de propagation dépend du signe du champ magnétique. De tels effets sont attendus lorsque l'excitation, la détection ou les surfaces ne sont pas symétriques par rapport au plan médian de la couche (voir figure 5.15).

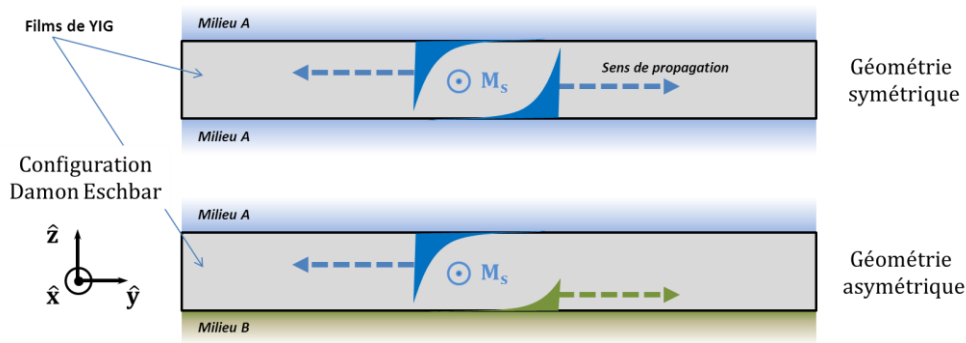


Figure 5.15 Illustration de la non-réciprocité de la propagation des ondes de spin dans la configuration de Damon-Eschbar, cette dernière est due à la dépendance de la surface de localisation de l'onde vis-à-vis de sa direction de propagation et se manifeste dès lors que les surfaces ou l'excitation/détection sont asymétriques.

- Le deuxième mécanisme [117,118] repose sur la symétrie particulière du champ d'Oersted de l'antenne, plus particulièrement, à l'action combinée des composantes

dans le plan et hors du plan qui, en configuration de DE également, a tendance à mieux exciter les ondes de spin dans une direction plutôt qu'une autre.

En raison de la très fine épaisseur de nos films, nous pouvons exclure la première cause portant sur la localisation des ondes de spin. En effet, l'épaisseur du film de 20 nm étant de l'ordre de la longueur d'échange du YIG, la dynamique d'aimantation est quasiment uniforme suivant z .

Des simulations micro-magnétiques ont été réalisées avec le logiciel *Mumax3* afin de tester la deuxième hypothèse. Nous pouvons constater de manière très nette, sur la figure 5.16, que l'excitation des ondes de spin est réciproque en configuration BWVW contrairement à la configuration DE (figure 5.16 a et b).

Il est également intéressant de vérifier que l'origine de ce phénomène est bien lié à la combinaison deux composantes (h_x et h_z) du champ d'Oersted, l'excitation par une seule composante du champ hyperfréquence ne faisant pas apparaître de non-réciprocité en dépit de l'excitation du mode DE (figure 5.16 c et d).

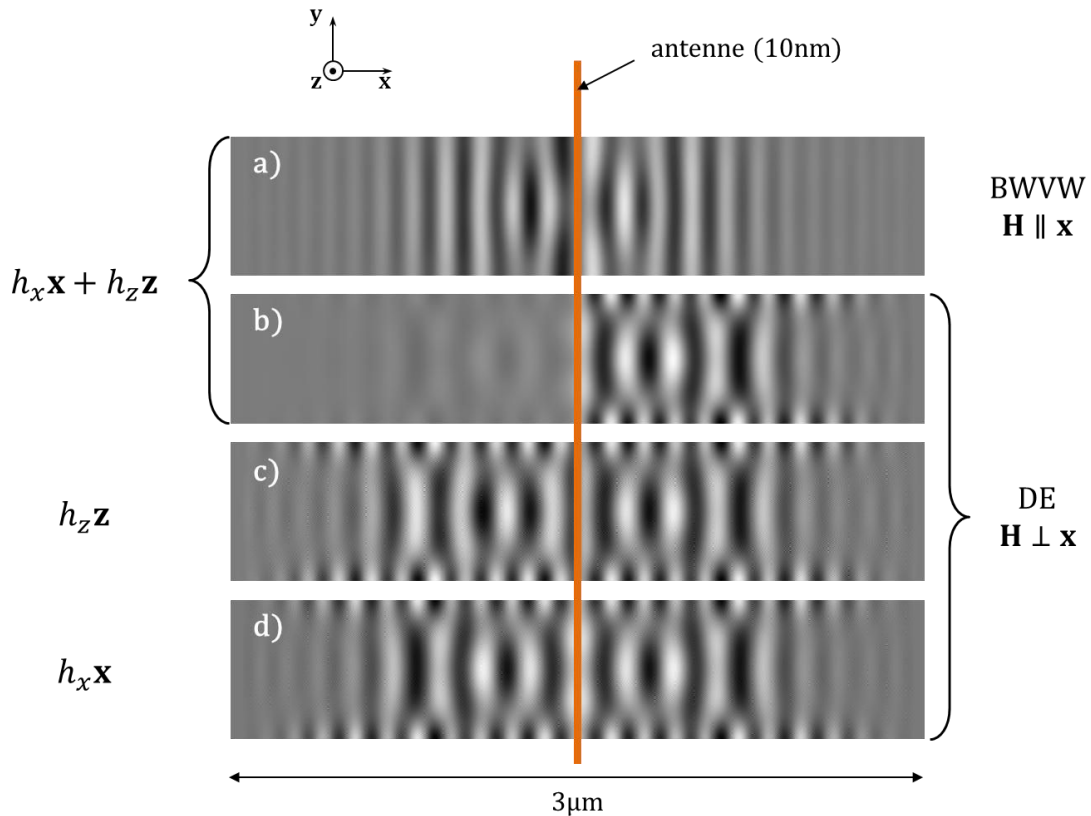


Figure 5.16 Profils normalisés de la dynamique d'aimantation (m_z) d'un barreau de YIG de 20 nm d'épaisseur (3000×150 nm) dans les configurations a) BWVW et b), c), d) DE. Le champ hyperfréquence h (7 GHz) modélisé correspond au champ d'Oersted

d'une antenne de 10 nm de large et 50 nm d'épaisseur⁸. Dans les simulations c) et d), une seule composante du champ radiofréquence (resp. z et x) est conservée. $\mathbf{H} = 1\mathbf{T}$, $h_{\max} = H/100$.

A partir des simulations micro-magnétiques, nous avons établi un profil angulaire de puissance magnétique absorbée par le YIG en fonction de l'orientation du champ \mathbf{H} . La puissance magnétique détectée expérimentalement (résultats ISHE divisés par la fonction $\theta \mapsto \sin \theta$) est ainsi comparée, sur la représentation polaire de la figure 5.17, au modèle de puissance précédemment formulé et au profil obtenu par simulation *Mumax*.

L'ajustement des résultats expérimentaux aux simulations est nettement meilleur (courbe bleu) qu'au modèle en $A \cos^2 \theta + B$ (courbe rouge). Le phénomène non réciproque d'excitation par l'antenne permet ainsi d'expliquer les asymétries obtenues dans les mesures non locales.

⁸ Ce choix de dimensions a été pris pour exhiber un large spectre d'ondes propagatives et ne correspond pas à une dimension réaliste pour une antenne excitant un tel champ hyperfréquence.

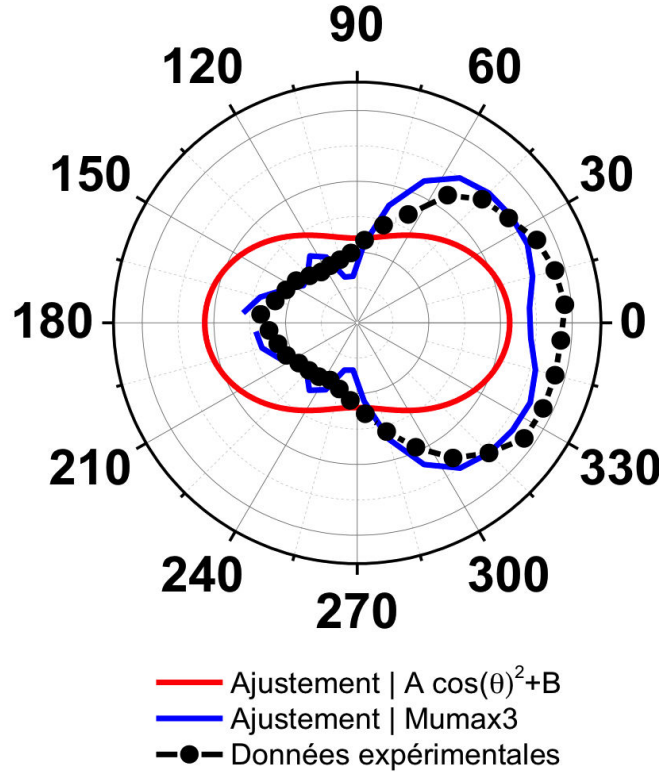


Figure 5.17 Représentation polaire de la dépendance de la puissance magnétique absorbée sous forme de courant de spin sous l'électrode de détection ISHE (courbe noire). La courbe rouge représente l'ajustement en $A \cos^2 \theta + B$. La courbe bleue représente l'ajustement réalisé à partir des résultats de simulations micro-magnétiques.

Une propriété importante découlant de ce résultat est qu'une partie du signal détecté par ISHE provient nécessairement d'ondes de spin s'étant propagées dans le YIG de l'antenne à l'électrode de Pt. En effet, le phénomène de non réciprocity est lié à la combinaison des deux composantes du champ généré par l'antenne. Or il est important de noter que la composante du champ d'Oersted orientée dans le plan de l'échantillon n'est pratiquement non nulle que sous l'antenne (voir Annexe F).

Le mécanisme à l'origine des phénomènes non réciproques observés est donc extrêmement localisé près de l'antenne, et le fait d'observer ces effets dans des mesures non locales indique une propagation effective d'ondes de spin de la zone d'excitation à la zone de détection.

Spectroscopie d'onde de spin

Récemment, une spectroscopie d'ondes de spin menée en collaboration avec le groupe du Pr. D. Gründler (TU Munich) sur un de nos films de YIG de 20 nm d'épaisseur a permis de mettre à profit ces effets non réciproques pour caractériser la propagation des ondes de spin [119].

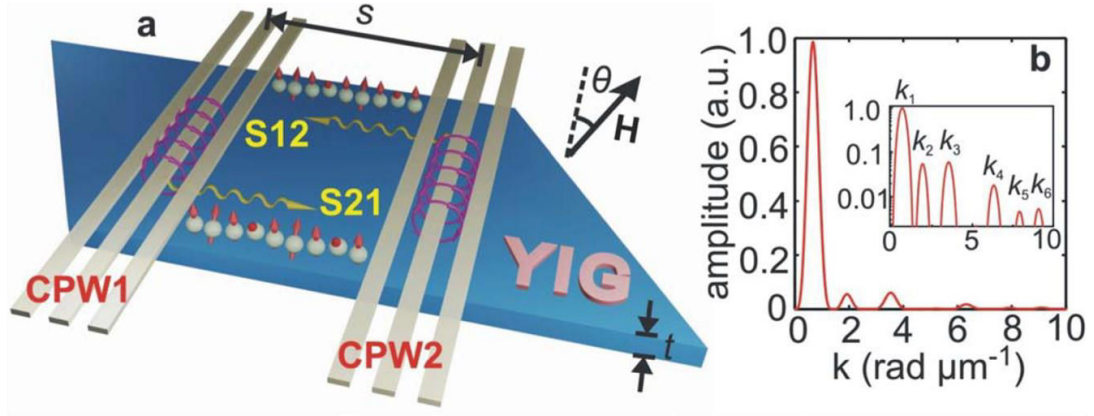


Figure 5.18 Résultats extraits de Yu H. *et al* [119] (a) Schéma du dispositif expérimental représentant les CPW déposés sur le film de YIG de 20 nm d'épaisseur, le champ magnétique hyperfréquence (cercles) et les directions de propagations des ondes de spin. (b) Spectre d'excitation $I(k)$ obtenu à partir de la transformée de Fourier de la composante planaire du champ hyperfréquence.

Le dispositif expérimental repose sur une excitation et une détection non locales réalisées de manière inductive au moyen de guides d'ondes coplanaires (ou CPW pour *coplanar waveguide*) en configuration *Ground-Source-Ground*. Les CPW sont utilisés alternativement comme antenne et comme détecteur ce qui permet de mesurer les effets non réciproque de la propagation des ondes de spin dans une direction par rapport à l'autre.

Si ce type de dispositif expérimental s'éloigne de la finalité d'intégration que l'on souhaite pour les applications de magnonique (non recours aux antennes), il présente l'avantage de pouvoir caractériser la propagation des ondes de spin. Le spectre d'excitation (et de détection) des CPW, présente plusieurs lobes distincts dans l'espace des k , remarquons également l'extinction de la contribution à $k = 0$ (voir figure 5.18.b).

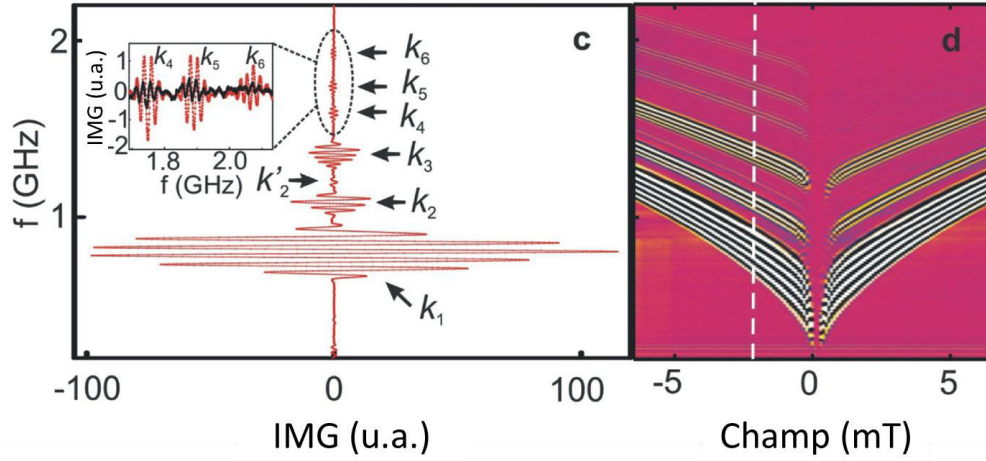


Figure 5.19 Résultats extraits de Yu H. *et al* [119] (c) Spectre de transmission des ondes spin excitées par le CPW2 et détectées par le CPW1 (paramètre S_{12}). Un champ magnétique extérieur de -2 mT est appliqué dans le plan du film parallèlement aux CPW ($\theta = 0$). Une comparaison des amplitudes des paramètres S_{12} (courbe rouge) et S_{21} (courbe noire) est présentée en encart. (d) Evolution du spectre de transmission des ondes spin S_{12} en fonction de l'amplitude du champ magnétique ($\theta = 0$). (loi de Kittel)

L'analyse spectrale des coefficients de transmission entre CPW1 et CPW2 (paramètres S_{21} et S_{12}) montre ainsi plusieurs pics de transmissions (figure 5.19 c et d) dont l'étude de la phase permet de déduire (figure 5.20) la vitesse de groupe v_g des paquets d'ondes transmis selon la formule [120] :

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \approx \frac{2\pi \Delta f}{2\pi/s} = \Delta f \cdot s, \quad 5.4$$

où Δf correspond à la séparation des franges d'amplitude de la partie imaginaire du pic de transmission (voir figure 5.20), et $s = 30 \mu\text{m}$ est la distance de séparation entre les deux CPW (voir figure 5.18 a).

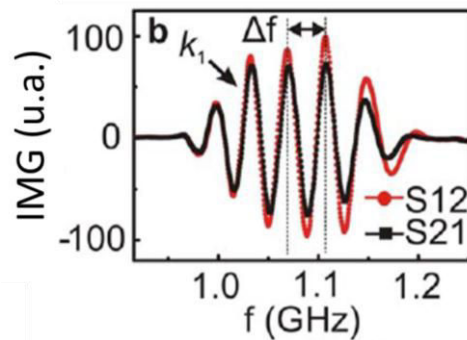


Figure 5.20 Résultats extraits de Yu H. *et al* [119]. Spectre des ondes de spin du mode k_1 extrait des données de transmission S_{21} (courbe noire) et S_{12} (courbe rouge) sous un champ magnétique de 5mT. Les différences d'amplitude des deux courbes sont attribuables aux effets non réciproques d'excitation des ondes de spin. La vitesse de groupe du paquet d'onde est déduite de l'interfrange Δf .

Une vitesse de groupe allant de 1,16 à 0,59 km/s entre le premier mode (k_1) et le dernier mode détectable (k_7) a ainsi pu être estimée. Par ailleurs, la prise en compte des effets non réciproques a également permis de déduire [119] une distance de propagation des ondes de spin allant, pour le mode k_1 en configuration DE, jusqu'à de 600 μm .

5.3.4 Conclusion

Les résultats exposés dans cette partie montrent qu'il est possible de détecter la dynamique d'aimantation dans les différentes couches de YIG (jusqu'à 4 nm) par effet Hall de spin inverse au moyen d'électrodes de Pt ou de CuBi⁹ déposées sur le YIG. En particulier, la comparaison de résultats obtenus avec ces deux métaux a permis de souligner la différence de signe de leur angle θ_{SH} . L'analyse des mesures de détection non locale des ondes de spin (notamment la prise en compte de phénomènes non réciproques) a permis de conclure à la propagation effective de ces ondes à travers les films ultraminces et à caractériser les vitesses ($\sim 1\text{km/s}$) et les longueurs ($\sim 1\text{mm}$) de propagation.

Dans ce chapitre, nous avons montré que les couches ultraminces de YIG déposée par PLD présentaient, jusqu'à 20 nm d'épaisseur, des propriétés dynamiques particulièrement intéressantes pour le traitement analogique du signal (faible constante d'amortissement ($2 \cdot 10^{-4}$), faible vitesse de groupe et grande distance de propagation des ondes de spin). En outre, nous avons montré qu'il était possible de tirer bénéfice du pompage de spin et subséquemment de l'effet Hall de spin inverse sur ces films pour détecter les ondes de spin et caractériser certains paramètres de transport (notamment λ_{sd} et $g_r^{\uparrow\downarrow}$).

⁹ Dans le cas d'un film de YIG de 20 nm.

Chapitre 6

Propriétés magnétiques de l'interface YIG|Pd

En matière de transfert de moment angulaire, l'un des intérêts a priori des bicouches FM-isolant/MN sur les structures FM-métallique/MN, est la séparation entre les degrés de libertés magnétiques (dans l'isolant) et les degrés de libertés électroniques (dans le métal). Des phénomènes de très faible intensité comme la magnétorésistance d'effet Hall de spin peuvent ainsi être étudiés en s'affranchissant des artéfacts observés dans les multicouches FM-métallique/MN. Dans la pratique, il n'est pas évident que cette séparation soit effectivement réalisée, en effet, la question de l'existence d'effets de proximité magnétique dans le MN a récemment été soulevée [121]. Cette question est d'autant plus importante que la modélisation des propriétés magnétiques de l'interface YIG/MN est nécessaire pour faire une description quantitative des propriétés de magnéto-transport dans ces bicouches.

Dans ce chapitre, nous nous intéressons aux propriétés magnétiques de l'interface YIG|Pd. Dans une première section, nous présentons une étude du magnétisme du Pd par spectroscopie d'absorption dichroïque au seuil L_3 visant à déterminer l'existence d'éventuels moments magnétiques induits par effet de proximité de la couche de YIG. Nous exposons ensuite des résultats de détection FMR via des mesures d'ISHE permettant d'illustrer le phénomène de pompage de spin entre le YIG et le Pd. Enfin, nous présentons et interprétons des effets de magnétorésistance d'effet Hall de spin observés dans ces bicouches YIG|Pd.

6.1 Recherche de moments magnétiques induits par le YIG sur le Pd

Nous avons cherché à déterminer si, dans nos bicouches YIG/Pd, les atomes de Pd se polarisaient magnétiquement dans le voisinage de l'interface avec le YIG. Pour cela, nous avons procédé à des mesures de spectroscopie d'absorption de rayons X (XAS¹) de nos échantillons. Cette étude a été menée sur la ligne de lumière ID12 du synchrotron ESRF² situé à Grenoble.

6.1.1 Dichroïsme circulaire magnétique de rayons X

Nous nous intéressons au seuil d'absorption L_3 du Pd, les transitions électroniques en jeu sont sondées au moyen d'un faisceau de rayons X de haute énergie (>1 keV). L'énergie du faisceau est ajustée au moyen d'un monochromateur permettant d'établir balayage autour de la raie blanche d'absorption du matériau sondé. Un intérêt majeur de cette méthode est sa sélectivité chimique puisque le fait de sonder une transition énergétique donnée permet de sélectionner les atomes (et donc de le matériau) dont nous souhaitons mesurer les propriétés magnétiques.

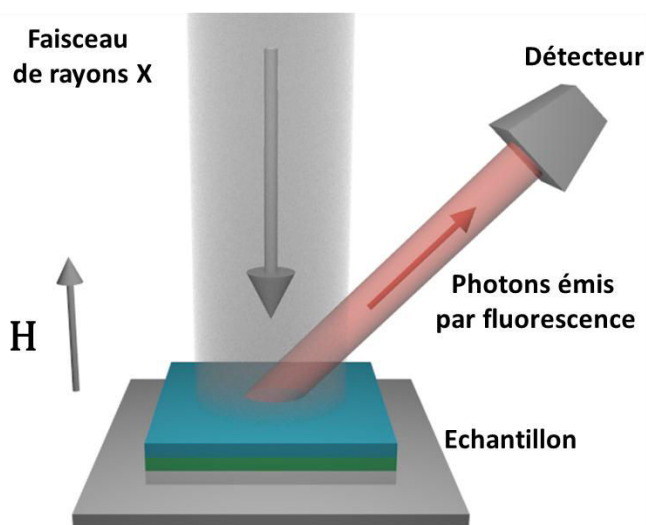


Figure 6.1 Schéma du dispositif expérimental de spectroscopie aux rayons X. Le faisceau monochromatique arrive sous incidence normale sur l'échantillon soumis à un champ magnétique $H=0,7$ T orienté parallèlement au faisceau. Une partie des photons émis par fluorescence est captée par un détecteur, l'intensité de ce signal est proportionnelle à l'absorbance de l'échantillon.

¹ de l'anglais X ray Absorption Spectroscopy

² de l'anglais *European Synchrotron Radiation Facility*

Le faisceau, polarisé circulairement au moyen d'un système d'onduleurs est focalisé sur l'échantillon placé au sein d'un champ magnétique. Les spectres d'absorptions sont obtenus en mesurant le signal de fluorescence de l'échantillon (proportionnel à son absorption) suite à l'irradiation aux rayons X.

La détection, et, le cas échéant, l'estimation du dichroïsme circulaire magnétique de rayons X (XMCD³) permet de déterminer si les atomes de Pd sont polarisés. Un matériau présente un dichroïsme circulaire lorsque son absorbance dépend de l'hélicité (droite ou gauche) de la lumière, le dichroïsme est alors la différence d'absorbance relative des deux polarisations.

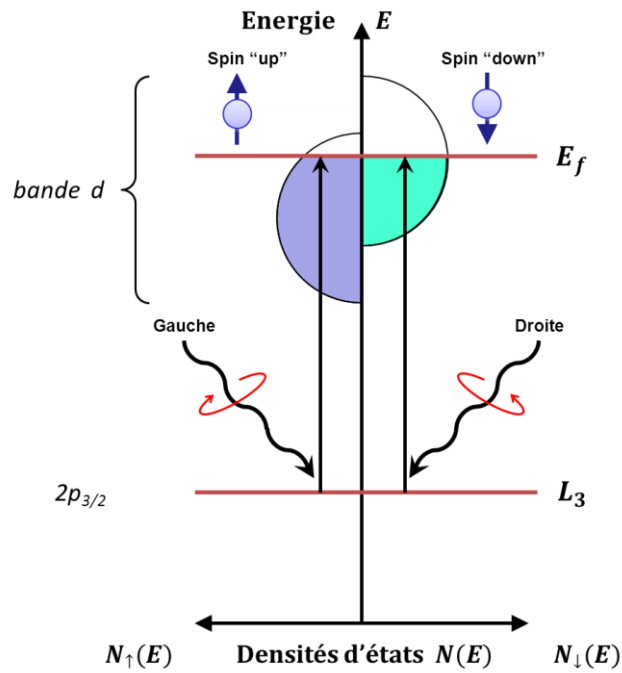


Figure 6.2 Représentation du dichroïsme circulaire magnétique au seuil L_3 d'un métal de transition magnétique. La différence de densité d'état au niveau de Fermi entre les spins up et down rend l'efficacité des transitions au seuil L_3 dépendante du spin. Il en résulte un dichroïsme circulaire, le spin des électrons excités dépendant de l'hélicité du faisceau de rayons X.

Au seuil L_3 d'un métal de transition, l'absorption d'un photon de polarisation circulaire gauche (resp. droite) promeut au niveau de Fermi un électron de cœur de spin *up* (resp. *down*) situé sur la sous bande $2p_{3/2}$ (voir figure 6.2). Lorsque le matériau est ferromagnétique, la densité d'états au niveau de Fermi (bande d) est différente pour les spins *up* et *down*, la probabilité de cette transition devient alors dépendante du spin ; il en résulte une absorbance dépendante de l'hélicité du

³ de l'anglais *X-ray magnetic circular dichroism*

faisceau. Inverser le champ magnétique extérieur revient à inverser les densités d'états de spin *up* et *down* et donc à inverser le signe du signal dichroïque.

Les spectres XMCD qui présentent l'évolution du dichroïsme circulaire magnétique de l'échantillon en fonction de l'énergie du faisceau incident, sont réalisés en soustrayant soit :

- à champ magnétique fixé, les spectres XAS correspondant aux deux hélicités (circulaire droite et gauche)
- à hélicité fixée, les spectres XAS correspondant à chaque polarisation du champ magnétique ($H > 0$ et $H < 0$)

Lorsque l'espèce chimique sondée présente un comportement magnétique, un pic doit apparaître sur le spectre XMCD au niveau du seuil d'absorption. Le cas échéant, une analyse complémentaire du spectre aux seuils L_{23} permet, grâce aux « règles de somme » [122,123], de quantifier le moment magnétique de spin et le moment magnétique orbital par atome.

6.1.2 Résultats XAS et XMCD

L'échantillon utilisé pour les mesures XAS est constitué d'une couche de 20 nm de YIG déposée sur GGG dans les conditions décrites au chapitre 4. Cette couche a par la suite été coupée en 4 morceaux sur lesquels différentes épaisseurs (0,5 nm, 1 nm, 1,5 nm et 2 nm) de Pd ont été déposées par pulvérisation cathodique.

Nous avons effectué les mesures de spectres XAS des différents échantillons ; dans la suite nous présentons, les résultats de l'échantillon de YIG|Pd(0,5 nm) pour la détection du dichroïsme circulaire, celui-ci étant le plus à même de révéler l'existence de moments magnétiques induits à l'interface YIG|Pd. En effet, les atomes de Pd potentiellement susceptibles d'être polarisés par effet de proximité sont au voisinage de l'interface avec la YIG. Ainsi, toutes les couches atomiques au-delà de la première monocouche de Pd réduisent la sensibilité de la mesure. Notons que nous avons vérifié, en mesurant sa résistivité électrique, que la couche de 0,5 nm de Pd était bien déposée de manière continue sur le YIG.

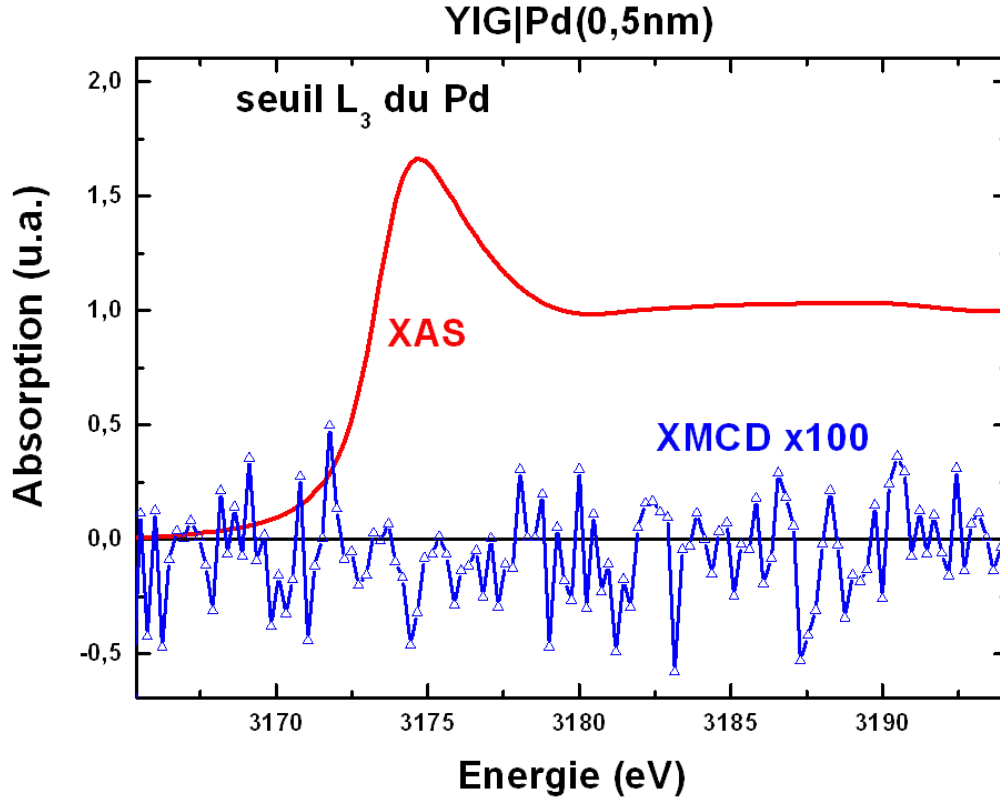


Figure 6.3 Spectre d'absorption aux rayons X pour une des deux hélicités du faisceau (courbe rouge) et spectre XMCD multiplié par un facteur 100 (courbe bleu) de l'échantillon YIG|Pd(0,5 nm) mesuré à température ambiante sous un champ magnétique de 0.7 T. Le spectre XMCD est réalisé par soustraction des XAS correspondant à chaque hélicité du faisceau incident.

Les spectres XAS et XMCD au seuil L_3 du Pd réalisés sur l'échantillon YIG|Pd(0,5 nm) sont présentés sur la figure 6.3. Le pic (raie blanche) correspondant au seuil d'absorption L_3 du palladium se distingue nettement sur le spectre XAS (en rouge). Le spectre XMCD, correspondant à la soustraction des XAS relatifs aux deux hélicités, est présenté en bleu multiplié par un facteur 100. Nous n'observons pas de pic sortant du bruit dans le spectre de dichroïsme circulaire magnétique, nous sommes alors à la limite de résolution du détecteur qui est de $5 \cdot 10^{-3} \mu_B/\text{atome}$.

6.1.3 Discussions

La question des moments magnétiques induits dans les hétérostructures FM|MN revêt une importance particulière notamment pour les problématiques de magnéto-transport [121]. De nombreuses études XMCD menées sur des bicouches de type FM(métallique)|MN (typiquement (Fe, Co ou Ni)|(W, Ir, Pt, ou Pd)) [124–127] ont montré que ces métaux, initialement non magnétiques, se polarisent

magnétiquement à la proximité de l'interface entre les deux matériaux en raison d'une forte hybridation entre leur bande 5d (4d pour le Pd) et la bande 3d du matériau ferromagnétique. En revanche, dans le cas de bicouches YIG|MN, il n'y a à ce jour que peu d'études portant sur l'existence de moments magnétiques induits au sein de la couche métallique, et, comme nous allons le voir, leurs conclusions divergent.

Controverse sur les moments induits dans les bicouches YIG|MN

Dans une publication de 2012, Geprägs *et al.* [128] cherchent détecter d'éventuels effets de proximité magnétiques au sein de bicouches YIG|Pt(3, 7 et 10 nm), notons que, dans leur cas, le YIG est déposé sur un substrat de YAG et non de GGG. Une spectroscopie XMCD des échantillons au seuil L_3 du Pt montre alors l'absence de dichroïsme circulaire magnétique, du moins au-delà d'une limite de résolution de $0.003 \pm 0.001 \mu_B/\text{atome}$. Ce résultat est par ailleurs comparé à des mesures sur Fe|Pt où un signal de dichroïsme du Pt très net de $0,0325 \pm 0,0004 \mu_B/\text{atome}$ est relevé (spectres reproduits à la figure 6.4). Cette étude conclut donc à une absence de moments induits du YIG vers le Pt.

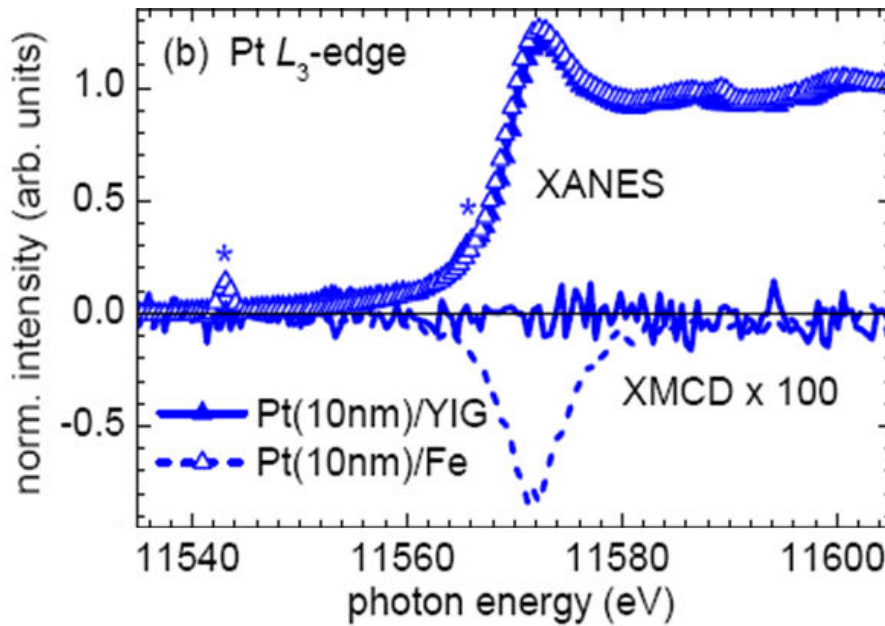


Figure 6.4 Résultats extraits de Geprägs *et al.* [128]. XAS (triangle) et XMCD (trait) au seuil L_3 du Pt sur YIG|Pt(10 nm) et Fe|Pt(10 nm). Les mesures sont effectuées à température ambiante sous un champ magnétique de ± 60 mT.

En 2013, des mesures XMCD réalisées par Lu *et al.* [121] sur GGG|YIG|Pt(1,5 nm) montrent, au contraire, un pic de dichroïsme aux seuils $L_{2,3}$ du Pt (spectres au seuil L_3 reproduits figure 6.5), à partir desquels un moment magnétique moyen (à 300 K) estimé à $0,054 \mu_B/\text{atome}$ dans la couche de Pt.

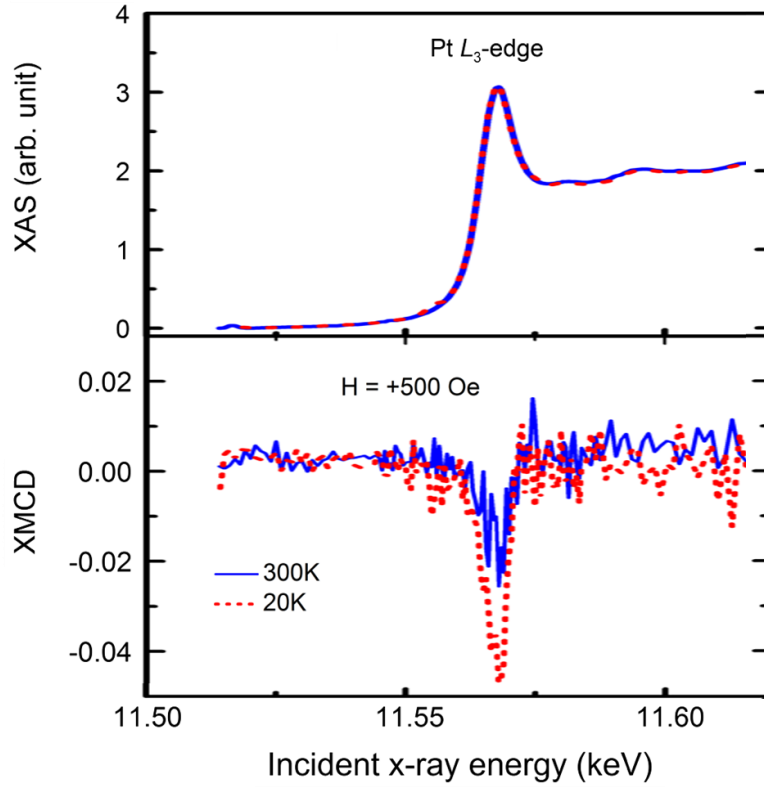


Figure 6.5 Résultats extraits de Lu *et al.* [121]. XAS (en haut) et XMCD (en bas) au seuil L_3 du Pt. Les mesures sont effectuées à 20 K (tireté rouge) et 300 K (plein bleu).

La divergence de ces deux résultats est peut être attribuable à une différence de qualité du YIG ou du Pt employé pour ces deux mesures XMCD. Dans un commentaire publié en 2013, Geprägs *et al.* [129] émettent ainsi l'hypothèse d'une contamination de la couche de Pt employé par Lu *et al.* au cours sa pulvérisation. Le fait est que ces deux résultats contradictoires illustrent avec d'autres [80] une controverse sur l'existence ou non de moments induits dans les bicouches YIG|MN, cette question jouant un rôle important dans la compréhension des effets de magnéto-transport de ces structures [75,81,121].

Choix du Palladium

Notre choix de substituer le Pd au Pt dans la recherche de moments magnétiques induits repose sur plusieurs arguments :

- Le Pd est connu pour se polariser très facilement [130], plus encore que le Pt car son paramètre de Stoner lui est supérieur (voir figure 6.6).

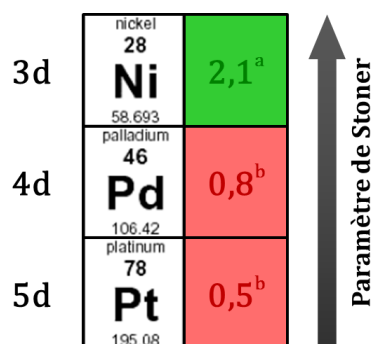


Figure 6.6 Evolution du paramètre de Stoner pour les trois premiers atomes du groupe 10 du tableau périodique des éléments. L'état ferromagnétique est théoriquement stable lorsque ce paramètre est supérieur à 1 (critère de Stoner). (sources : a. Hodges *et al* [131], b. Andersen [132])

- Le substrat sur lequel sont déposés nos films de YIG peut perturber les mesures XMCD au seuil L_3 du Pt. En effet, le Gallium contenu dans le substrat présente un seuil K à 10.367 keV, une énergie très proche et juste inférieure à l'énergie de seuil L_3 du Pt qui est de 11.564 keV (voir figure 6.7), le Ga qui se trouve par ailleurs en très grande quantité, la couche de GGG faisant 500 μm d'épaisseur. Ces deux facteurs compromettent la détection d'un signal dichroïque avec bon rapport signal sur bruit au seuil du Pt.

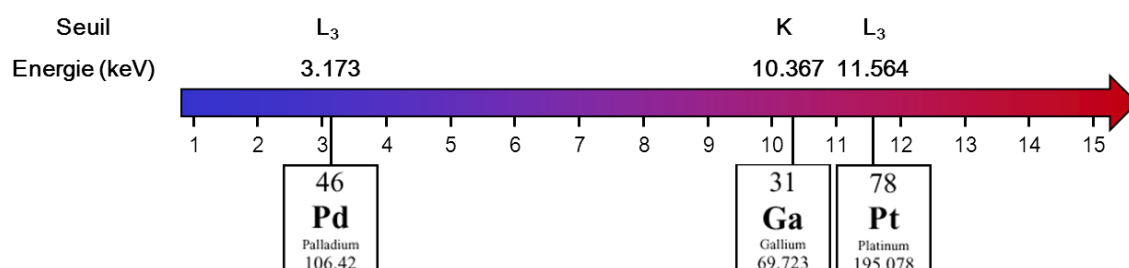


Figure 6.7 Energies des seuils d'absorption L_3 du Pt et du Pd ainsi que du seuil K du Ga.

En revanche, en considérant le Pd, le seuil L_3 se trouve à une énergie bien inférieure (3.173 keV) et loin des seuils relatifs aux autres éléments constituant l'échantillon. Le choix du Pd permet ainsi d'augmenter le contraste de la mesure. Notons que Geprägs *et al.* ont également pris en compte ce problème en faisant croître leurs films de YIG sur un substrat⁴ de YAG ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$), cette contrainte expérimentale n'est en revanche pas évoquée chez Lu *et al.* De plus, la sensibilité de la mesure

⁴ Le substrat de YAG est toutefois moins approprié que le GGG pour la croissance du YIG et les couches de YIG sur YAG sont de moins bonne qualité magnétique, notamment en raison de son plus petit paramètre de maille (12.004 Å) et de problème d'interdiffusion des atomes d'Al dans le YIG

XMCD entre Pt et Pd est comparable pour les épaisseurs de couches considérées ici car bien que la polarisation du faisceau de rayons X, soit plus basse au seuil du Pd (12%) qu'au seuil du Pt (100%), l'énergie bien plus faible du seuil du Pd permet une interaction plus efficace des rayons X avec la couche métallique car sa profondeur de pénétration est plus faible.

- Enfin, le Pd (encore plus que le Pt) est connu pour facilement mouiller les oxydes. Ceci nous a permis de déposer puis de mesurer le spectre XMCD de très fines couches continues de Pd (jusqu'à 0,5 nm). Le fait de considérer des couches aussi minces permet d'améliorer le contraste des mesures spectroscopiques. En effet, étant intéressés par la détection d'effets de proximité, seuls les atomes de Pd situés à l'interface sont susceptibles de fournir un signal de dichroïsme. Cependant, tous les atomes de Pd contribuent à la raie blanche du seuil L_3 ainsi, le fait de travailler sur un film très fin, augmente la proportion d'atomes d'intérêt et améliore le contraste d'un éventuel signal de dichroïsme.

6.1.4 Conclusion

En dépit des précautions particulières prises pour la détection d'effets magnétiques de proximité avec le YIG (choix du matériau, épaisseur, résolution du détecteur), l'étude XMCD réalisée sur nos bicouches YIG/Pd ne nous a pas permis de détecter un signal de dichroïsme circulaire magnétique. Ce résultat nous amène à conclure en l'absence de moments magnétiques induits détectables au sein de la couche de palladium dans nos bicouches [133].

6.2 Pompage de spin sur bicouches YIG/Pd

Afin de mettre en évidence le phénomène de pompage de spin (chapitre 2) du YIG vers le Pd, nous avons procédé, sur la série d'échantillons préparés pour les mesures XMCD, à des mesures ISHE sous conditions de résonance ferromagnétique.

6.2.1 Dispositif expérimental et résultats

Un champ magnétique statique est appliqué dans le plan des bicouches, la couche de YIG est soumise à une excitation micro-onde à fréquence fixe assurée par une antenne de type *stripline* placée sous l'échantillon (voir encart de la figure 6.8). Nous procédons à une mesure de tension entre deux contacts réalisés directement par microsoudure sur la couche de Pd perpendiculairement au champ.

Sur la figure 6.8, nous présentons l'évolution de la tension mesurée sur l'échantillon de 0,5 nm de Pd sur YIG en fonction de l'amplitude du champ magnétique dans le voisinage de la résonance ferromagnétique.

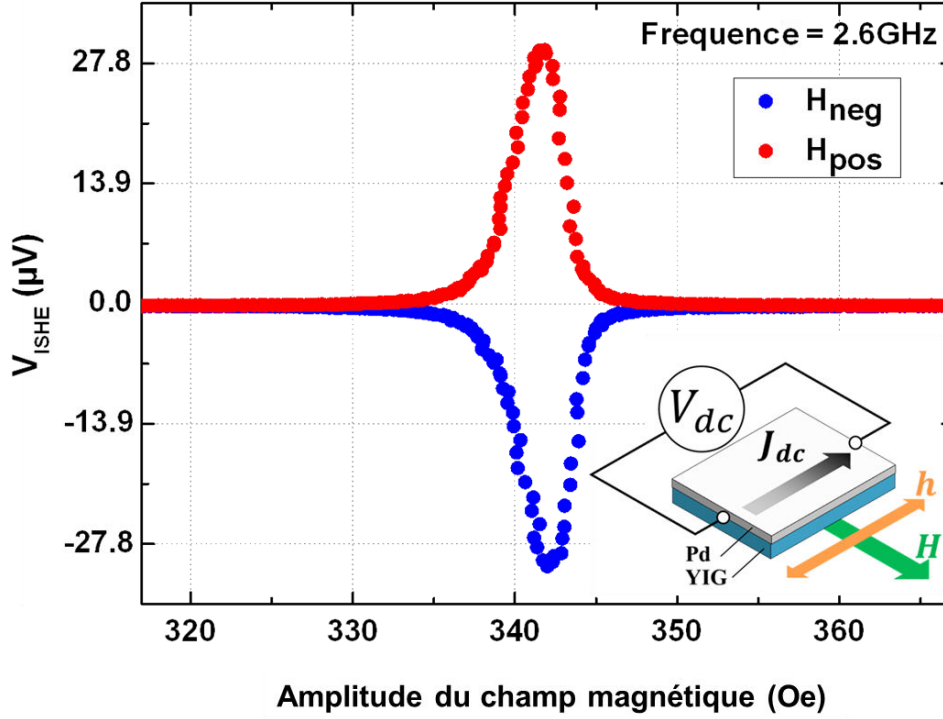


Figure 6.8 Tension ISHE mesurée, perpendiculairement au champ magnétique statique \mathbf{H} , sur la bicouche YIG|Pd (0,5 nm). (La géométrie du dispositif expérimental est présentée dans l'encart).

A la résonance ferromagnétique, sur l'ensemble des échantillons YIG|Pd, un pic de tension dont le signe dépend de la polarité du champ magnétique \mathbf{H} est détecté en accord avec la symétrie attendue du signal de l'effet Hall de spin (voir chapitre 2).

6.2.2 Conclusion

En conclusion, nous avons mesuré un signal de tension ISHE permettant de mettre en évidence le phénomène de pompage de spin à travers les interfaces YIG|Pd. Ce résultat permet par la même occasion de confirmer la continuité des différents films de Pd, continuité nécessaire à l'interprétation des mesures XMCD et de monter la « bonne » transparence de l'interface YIG|Pd aux courants de spin purs.

6.3 SMR sur bicouches YIG|Pd

Nous nous intéressons à présent aux effets de magnétorésistance dont l'observation a été rapporté sur des bicouches YIG|MN [75,77,80–82,134–138]. Tout l'enjeu est de

savoir si la magnétorésistance de ces structures nécessite une polarisation magnétique de la couche métallique ou s'ils peuvent être expliqués par la théorie de la SMR (voir chapitre 2). Nous avons ainsi mesuré l'évolution de la résistance des échantillons YIG|Pd (précédemment caractérisés par XMCD) en fonction de l'orientation du champ magnétique extérieur.

6.3.1 Dispositif expérimental

Nous avons mesuré la résistance des couches minces de Pd en procédant à des mesures 4 pointes, les contacts étant réalisés par microsoudure. Les échantillons de YIG|Pd ont été préliminairement coupés en bandes d'environ $800 \mu\text{m} \times 5 \text{ mm}$, ceci permettant de considérer un potentiel électrique unidimensionnel. Notons que cette géométrie ne permet de mesurer que la résistance longitudinale du Pd, sa résistance transverse peut être accessible à partir de mesures sur croix de Hall déposés sur le YIG. Les films de YIG ayant déjà été entièrement métallisés pour les besoins de l'étude XMCD, nous nous sommes limités aux mesures de résistance longitudinale.

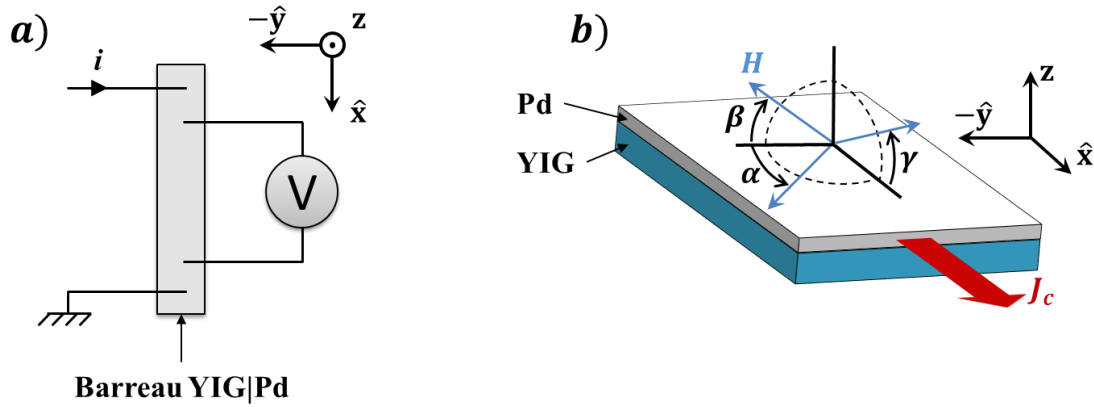


Figure 6.9 a) Schéma de la mesure 4 pointes de la résistance d'un barreau YIG|Pd. b) Schéma des différentes orientations du champ magnétique par rapport à la géométrie de l'échantillon est à la direction de propagation du courant électrique.

Les échantillons ont par la suite été placés sur système pivotant permettant d'accéder aux différentes orientations du champ magnétique, l'amplitude du champ magnétique ($H = 5 \text{ kOe}$) est choisie pour être supérieure à l'aimantation à saturation de nos films de YIG ($4\pi M_s = 2100 \text{ G}$) pour que ce dernier conserve une aimantation uniforme et saturée, y compris en configuration hors plan.

6.3.2 Résultats

Nous présentons, à la figure 6.10, l'évolution de la résistance de l'échantillon YIG|Pd(1,5 nm) lors de la rotation du champ magnétique extérieur :

- dans le plan $\hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{y}}$ du film (rotation suivant l'angle α),
- dans le plan $\hat{\mathbf{y}}\hat{\mathbf{z}}$ perpendiculaire au à \mathbf{J}_c (rotation suivant l'angle β)
- dans le plan $\hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{z}}$ perpendiculaire à \mathbf{J}_c et au film (rotation suivant l'angle γ).

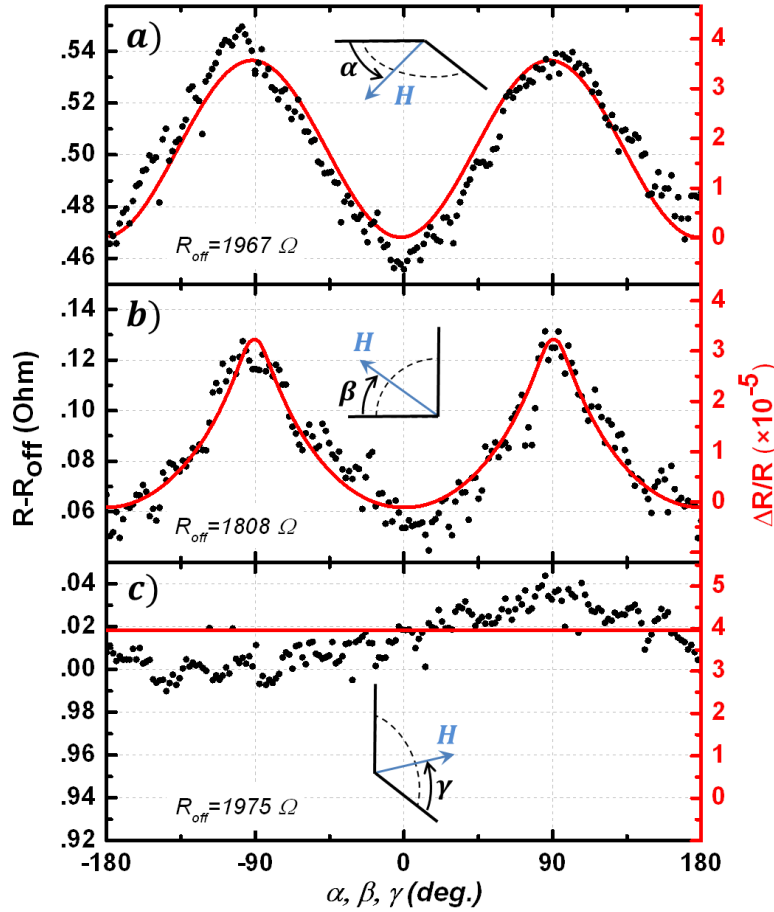


Figure 6.10 Variations absolue (gauche) et relative (droite) de la résistance de l'échantillon YIG|Pd(1,5 nm) en fonction des rotations du champ magnétique a) autour de z, b) autour de x et c) autour de y. L'orientation du champ magnétique extérieur est repérée par les angles α , β et γ respectivement (voir figure 6.9 b). Les données expérimentales (en pointillés) sont ajustées par la forme du signal attendue du modèle SMR (courbes rouges).

Nous observons une variation π -périodique de la résistance lors de la rotation du champ \mathbf{H} dans le plan de l'échantillon (voir figure 6.10.a) ainsi que lors de la rotation du champ \mathbf{H} autour de la direction de propagation du courant électrique. Nous nous sommes assurés que ces mesures étaient indépendantes de l'intensité ou du signe du courant électrique. La magnétorésistance observée est d'environ $\Delta R/R = 4 \cdot 10^{-5}$.

Des résultats similaires ont été observés pour les autres épaisseurs de Pd à l'exception de la couche de 0,5 nm pour laquelle le niveau de bruit dans la mesure de mesure de la résistance était de l'ordre de l'amplitude du signal attendu.

6.3.3 Discussion

Origines de la magnéto-résistance des bicouches YIG|MN

Récemment, des valeurs de MR de l'ordre de $10^{-4} \sim 10^{-5}$ ont été trouvées pour des bicouches de YIG|(Pt [75,77,80–82,134–136], Ta [77,137], Pd [138]). Suivant les auteurs, ces signaux magnéto-résistifs ont été attribué : soit à du transfert de moment angulaire à l'interface YIG|MN résultant de courants de spin créés dans le métal par effet Hall de spin (SMR) [57], soit à des effets de proximité magnétique (MPE de *magnetic proximity effects*) dans la couche métallique [121].

Des effets de magnéto-résistance anisotrope (AMR) sont par exemple attendus dans les couches métalliques supportant des moments ferromagnétiques induits [80]. Cependant, l'AMR qui s'exprime par une variation de la résistance dépendant de l'angle entre le champ magnétique et la direction de propagation du courant électrique, ne permet pas d'expliquer la symétrie de la magnéto-résistance observée et pour cela qualifiée de « nouvelle » [139] ou de « non conventionnelle » [137].

Afin d'étudier correctement les mécanismes à l'origine de la MR observée, il apparaît toutefois important de pouvoir séparer les MPE des effets résultant d'un transfert de spin. A titre d'exemple, dans les bicouches YIG|Pt, l'ajout d'une couche séparatrice de Cu [81] ou d'Au [136] entre le YIG et le Pt a été proposé dans le but d'empêcher l'éventuelle polarisation magnétique du Pt sans pour autant atténuer totalement l'accumulation de spin au voisinage du YIG. Les résultats de ces études indiquent une persistance de la MR en présence de la couche séparatrice, permettant de valider le modèle de la SMR sans recours aux MPE. Cependant, dans les simples bicouches YIG|MN, une contribution mixte de SMR et MPE a également été rapportée [139] dont la contribution relative des MPE augmenterait à fort champ magnétique [136] ou à basse température [137].

Notre étude présente le fort avantage de regrouper, sur les mêmes bicouches YIG|Pd, des mesures XMCD et SMR. Nos résultats XMCD indiquant l'absence de magnétisme au niveau du Pd permet d'exclure la contribution d'éventuels MPE de l'origine de la magnéto-résistance observée (figure 6.10). Par ailleurs, l'efficacité d'un transfert de courant de spin à l'interface YIG|Pd, nécessaire au mécanisme de SMR, est validée indépendamment par les résultats des mesures ISHE présentés à la section précédente.

Symétrie de l'effet

La symétrie du signal [57,77] de magnétorésistance observé sur nos échantillons YIG/Pd peut aider à déterminer son origine. En effet, nous avons vu au chapitre 2 que la contribution de la SMR à la résistance longitudinale du Pd s'écrit :

$$R = R_0 + \Delta R_{SMR}(1 - m_y^2) \quad 6.1$$

où R_0 correspond à la résistance de la bande de Pd en l'absence de YIG et m_y la composante suivant \mathbf{y} du vecteur unitaire donnant la direction de l'aimantation du YIG. Ceci implique que la résistance R ne doit pas varier lorsque \mathbf{M} tourne dans le plan $\hat{\mathbf{z}}\hat{\mathbf{x}}$. A l'inverse, le modèle prévoit une variation de R en sinus carré lors de la rotation de l'aimantation dans le plan $\hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{y}}$ de l'échantillon et autour de la direction de propagation du courant électrique (plan $\hat{\mathbf{y}}\hat{\mathbf{z}}$).

L'ajustement de ce modèle aux résultats expérimentaux est réalisé à la figure 6.10 (courbes en rouges). La forme piquée du profil de la figure 6.10.b tient au fait que, dans cette configuration où le champ magnétique sort du plan, \mathbf{M} n'est pas colinéaire à \mathbf{H} en raison de l'anisotropie de forme du film magnétique (voir figure 6.11).

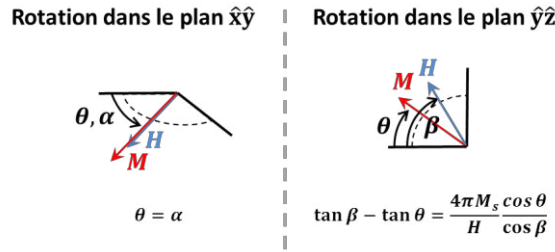


Figure 6.11 Orientations relatives de \mathbf{M} et de \mathbf{H} suivant le type de rotation considéré.

Expérimentalement, nous traçons la résistance en fonction de l'orientation de \mathbf{H} et non de \mathbf{M} , nous ne retrouvons donc pas directement un sinus carré. Nous avons tenu compte de cette correction dans l'ajustement qui montre ainsi le très bon accord de symétrie avec la théorie de la SMR.

Notons qu'à l'inverse de la SMR, la symétrie de l'AMR (qui dépend de l'angle entre \mathbf{M} et \mathbf{J}_c) prévoit une invariance de la résistance lors de la rotation de \mathbf{M} dans le plan $\hat{\mathbf{y}}\hat{\mathbf{z}}$ et surtout une variation π -périodique de la résistance lorsque \mathbf{M} tourne dans le plan $\hat{\mathbf{z}}\hat{\mathbf{x}}$ contrairement à ce qu'on observe figure 6.10.c. Ceci nous permet de réaffirmer l'absence d'AMR en cohérence avec l'absence de MPE.

Nous pouvons finalement remarquer dans cette dernière configuration, une dépendance 2π -périodique de faible amplitude de la résistance avec l'angle γ (figure 6.10.c). Cet effet n'est a priori pas attendu dans notre mesure, il est toutefois possible qu'un léger désalignement de la direction de mesure de la tension avec l'axe $\hat{\mathbf{x}}$ ajoute une partie de la résistance transverse au signal mesuré. Celle-ci peut comporter des termes 2π -périodiques dus, par exemple, à de l'effet Hall ou du *spin Hall anomalous Hall Effect* [57]. Une étude approfondie la symétrie de l'effet, notamment avec des croix de Hall ad hoc, devrait permettre de tester cette hypothèse.

6.3.4 Conclusion

Nous pouvons résumer les résultats présentés dans ce chapitre de la manière suivante : premièrement, les mesures XMCD réalisées sur nos échantillons YIG|Pd permettent de conclure à l'absence de moments magnétiques induits dans le Pd. Deuxièmement, sur les mêmes échantillons, les mesures d'ISHE confirment le phénomène de pompage de spin (et réciproquement, l'injection d'un courant de spin du Pd vers le YIG). Enfin, toujours sur les mêmes échantillons, nous observons des effets de MR dépendant de l'angle entre l'aimantation et la direction de polarisation de l'accumulation de spin créée par SHE dans le Pd au voisinage du YIG.

Ces trois observations nous portent à conclure que la manifestation de ces effets de magnétorésistance ne requiert pas la présence d'effets de proximité magnétique dans le Pd. Les résultats obtenus supportent par ailleurs la théorie de la SMR établie spécifiquement pour ce type de bicouches. D'un point de vue pratique, ce résultat souligne également qu'une bicouche YIG|Pd peut être employée comme détecteur de courant de spin pur non altéré par quelconque effet de proximité.

Avant de clore ce chapitre, signalons quelques perspectives d'amélioration envisageables pour cette étude :

Le modèle de la SMR offre un moyen alternatif relativement simple d'accéder aux paramètres de transport $g_{\uparrow\downarrow}$, θ_{SH} ou encore λ_{sd} à partir de mesures de résistance opérées sur le Pd. Pour cela, des mesures complémentaires restent à effectuer, par exemple une étude plus approfondie de la symétrie de la SMR grâce à des mesures

sur croix de Hall ainsi qu'une description quantitative de la dépendance de la magnéto-résistance avec l'épaisseur de la couche de Pd⁵.

Enfin, nous avons déjà cité le cas d'études attribuant une contribution de MPE à la magnéto-résistance des structures YIG|MN dans des conditions de fort champ magnétique [136] ou à basse température [137]. Des mesures similaires pourraient être menées sur nos échantillons accompagnés de spectroscopie XMCD permettant de tester la présence de moments magnétiques induits sous ces conditions expérimentales⁶.

⁵ Notre gamme d'épaisseurs (0,5 ~ 2 nm) était trop restreinte pour permettre un ajustement des données expérimentales avec le modèle de décroissance de la SMR en fonction de l'épaisseur de Pd, il serait pertinent de considérer des films de Pd allant jusqu'à une vingtaine de nanomètres d'épaisseur.

⁶ Nous ne pouvons, en effet, pas exclure que sous d'autres conditions, la configuration électronique à l'interface YIG/Pd n'aboutissent à la présence de moments magnétiques induit dans le Pd.

Chapitre 7

Amplification d'ondes de spin dans des nano-disques YIG|Pt

Ce chapitre est consacré à l'étude des propriétés dynamiques de nano-disques de YIG et YIG/Pt. Ce travail s'inscrit dans une perspective d'excitation non inductive d'ondes de spin au moyen d'un « spin orbit torque » (SOT), par ailleurs, l'étude des couches ultraminces de YIG étant fortement motivée par des objectifs de nano-structuration, il est important de caractériser de telles structures.

L'étude de l'excitation des ondes de spin, est facilitée dans les nano-disques, en raison de leur distribution de modes discrète (en opposition au continuum des modes des films étendus), ceci permet :

- *de discriminer les pics de résonance pour en extraire la largeur de raie,*
- *d'éviter une « dilution » de l'énergie de pompe entre des modes dégénérés étant alors excités « compétition », un phénomène qui pourrait alors être autolimitant et compromettre l'accès au régime d'auto-oscillations [80].*

Un autre élément très important à prendre en compte pour l'excitation d'ondes de spin par SOT est la notion de courant critique nécessaire à l'établissement d'une dynamique d'excitation. Cette question est discutée dans la première partie de ce chapitre. Nous présentons par la suite des mesures de résonance ferromagnétique sur des nano-disques YIG et YIG/Pt afin notamment de déterminer si le passage à ces structures altère la réponse magnétique du YIG. Nous exposons ensuite nos résultats de contrôle de la largeur de raie du mode FMR par l'injection d'un courant électrique dans la couche de Pt. Enfin nous, présentons des mesures d'excitation non-inductive de la dynamique d'aimantation dans les disques des YIG, uniquement à partir de ce courant électrique.

7.1 Problématiques de l'excitation par SOT

Jusqu'à présent, nous avons présenté des résultats mettant en jeu le passage d'un courant de spin du YIG vers un métal normal (principalement du Pt) au niveau de différents échantillons. De nombreuses études se sont portées sur ce phénomène [77,116,140–144] depuis sa première observation expérimentale en 2010 par Kajiwara *et al.* [9].

Comme nous l'avons décrit au chapitre 2, l'effet réciproque consiste en la transmission d'un courant de spin pur $j_s^{MN \rightarrow FM}$ du MN (produit par SHE) au FM sous forme d'un couple appliqué à l'aimantation du FM. Ce phénomène présente un intérêt majeur car il ouvre la voie au contrôle (atténuation et amplification) des ondes de spin sans recourt à une micro-onde.

7.1.1 Courant critique

Nous avons vu au chapitre 2 que l'effet du SOT sur la dynamique d'aimantation était équivalent à ajouter au taux d'amortissement naturel (ou intrinsèque) $1/\tau = \alpha\omega$, un taux d'amortissement supplémentaire $\Gamma_{SOT} = \frac{\gamma j_s}{t_{FM} M_s}$ (équation 2.32), avec t_{FM} l'épaisseur du FM, M_s son aimantation à saturation et γ le rapport gyromagnétique. L'amortissement effectif du système vaut alors :

$$\Gamma_{eff} = \tau^{-1} + \Gamma_{SOT} \quad 7.1$$

Dans le cas des métaux ferromagnétiques [145–147], il a été établi que, pour une densité critique de courant de spin j_s^* , le terme Γ_s pouvait totalement compenser le taux d'amortissement naturel $1/\tau$ ($\Gamma_{eff} = 0$), rendant possible un régime d'auto-oscillation de l'aimantation (équation 2.33) :

$$j_s^* = -\frac{1}{\tau} \frac{t_{FM} M_s}{\gamma} \quad 7.2$$

Le courant électrique j_c injecté dans le Pt est relié au courant j_s par :

$$j_s = T \theta_{SH} \frac{\hbar}{2e} j_c, \quad 7.3$$

où e est la charge de l'électron et \hbar la constante de Planck réduite, θ_{SH} l'angle de spin Hall et T la transparence de l'interface FM|MN au courant de spin.

La transparence T dépend des caractéristiques de magnéto-transport de l'interface FM|MN comme la *spin-mixing conductance* $g_r^{\uparrow\downarrow}$ et peut s'écrire dans le cas d'un FM-isolant (voir eq. 17 de Chen *et al.* [57]) :

$$T = \frac{2\lambda_{sd}G_0g_r^{\uparrow\downarrow}\tanh^2\frac{t_{MN}}{2\lambda_{sd}}}{\sigma + 2\lambda_{sd}G_0g_r^{\uparrow\downarrow}\coth\frac{t_{MN}}{2\lambda_{sd}}}, \quad 7.4$$

où $G_0 = 2e^2/h$ est le quantum de conductance et où t_{MN} , σ et λ_{sd} sont respectivement l'épaisseur, la conductivité électrique et longueur de diffusion de spin du MN.

La prise en compte des équations (7.2), (7.3) et (7.4) montre que la connaissance d'un grand nombre de paramètres est nécessaire à l'estimation de la grandeur au centre du débat : la densité critique de courant électrique j_c^* à injecter dans le MN pour établir un régime d'auto-oscillations dans le FM.

7.1.2 La bicouche YIG|Pt

A l'instar des bicouches métalliques, l'utilisation du courant de spin généré par SHE pour exciter des ondes de spin [9] ou pour contrôler leur amortissement [148,149] a également été rapportée dans des bicouches YIG|Pt comportant des films de YIG d'épaisseur micrométrique. Cependant, ces résultats, qui peinent par ailleurs à être reproduits par la communauté scientifique, ne traitent que de l'influence de la densité de courant injectée dans le Pt sur l'amplitude d'un signal d'onde de spin¹. Pour être concluants, nous pensons que ces résultats devraient s'accompagner, de mesures montrant l'influence du courant j_c sur la largeur de raie des pics de résonance ferromagnétique².

A ce jour, nos tentatives de modification de largeur de raie d'un pic de résonance FMR par SHE dans nos bicouches YIG|Pt en films étendus se sont avérées infructueuses en dépit du fait que la densité de courant critique est censée être plus faible avec des films nanométriques (voir équation 7.2). L'absence rapportée de modifications visibles de la largeur de raie [77,143] pour des densités de courant pourtant supérieures à celles employés par Kajiwara *et al.* [9] est cohérente avec

¹ Avec ce type de mesure, l'amplitude des pics peut être en effet facilement sujette à erreurs d'interprétation en raison d'artefacts (thermiques par exemple).

² C'est en effet l'étude de la largeur de raie qui permet d'accéder aux paramètres de relaxation que nous cherchons ici à compenser.

une densité j_c^* de l'ordre de 10^{11} à $10^{12} \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$ estimée à partir des équations (7.2), (7.3) et des paramètres typiques des matériaux considérés [150]. Cette valeur théorique est, en effet, supérieure d'au moins un ordre de grandeur à la densité de courant maximale qui a pu être injectée dans les électrodes de Pt lithographiées sur films de YIG. Ainsi, bien que les modifications de largeur de raie recherchées doivent s'obtenir pour des valeurs de courant sous-critique, un tel écart rend peu probable leur détection.

7.1.3 Limitation du courant critique

A priori, l'équation 7.2 peut laisser croire que si l'épaisseur de YIG tend vers zéro le courant critique tend également vers zéro ($j_s^* \propto \alpha \cdot t_{YIG}$). Il est toutefois important de noter que l'amortissement de Gilbert est ici celui de la bicouche YIG|Pt ($\alpha = \alpha_{YIG|Pt}$), il faut donc tenir compte du pompage de spin :

$$\alpha_{YIG|Pt} = \alpha_{YIG} + \alpha_{sp} = \alpha_{YIG} + \frac{\gamma \hbar}{4\pi M_s t_{YIG}} g_r^{\uparrow\downarrow} \quad 7.5$$

Le courant critique s'écrit ainsi :

$$j_s^* = -\omega \frac{M_s}{\gamma} \left(\alpha_{YIG} t_{YIG} + \frac{\gamma \hbar g_r^{\uparrow\downarrow}}{4\pi M_s} \right) \quad 7.6$$

où ω est la fréquence du mode de plus basse énergie (premier mode à pouvoir auto-osciller).

Nous voyons ici que le pompage de spin empêche de faire tendre le courant critique vers zéro avec l'épaisseur du film de YIG, le courant critique est limité par $j_{s,lim}^* = \omega \hbar g_r^{\uparrow\downarrow} / 4\pi$. Cette remarque montre que si le facteur de mérite des films de YIG pour l'excitation d'ondes de spin par SOT est le produit $\alpha_{YIG} t_{YIG}$, la minimisation de ce dernier ne peut permettre d'avoir une densité de courant critique arbitrairement faible.

7.1.4 Largeur de raie inhomogène

Jusqu'ici nous avons estimé la valeur du courant critique à partir de l'équation LLG pour compenser l'amortissement intrinsèque de Gilbert. En terme de largeur de raie, la compensation de l'amortissement correspond à une annulation de ΔH . La largeur de raie du pic de résonance en présence de SOT se calcule de manière

analogue au chapitre 1, en opérant la substitution $\alpha \leftrightarrow \Gamma_{eff}/\omega$, ainsi $\Delta H = \left(\frac{2\Gamma_{eff}}{\omega}\right)\omega\left(\frac{\partial\omega}{\partial H}\right)^{-1}$ (voir l'équation 1.16)

Comme nous l'avons vu, d'autres mécanismes (extrinsèques) peuvent contribuer à la relaxation magnétique à travers un élargissement de la largeur de raie. En considérons le terme d'inhomogénéité ΔH_0 (voir chapitre 1), la largeur de raie s'écrit :

$$\Delta H = \Delta H_0 + 2\Gamma_{eff}\left(\frac{\partial\omega}{\partial H}\right)^{-1} \quad 7.7$$

où ω est donné par la formule de Kittel.

L'analyse de la formule de Kittel (voir équation 1.17) permet de voir que $\frac{\partial\omega}{\partial H} \approx \gamma$ lorsque le $H \gg 4\pi M_s$ ce qui permet de réécrire :

$$\Delta H = \Delta H_0 + 2\frac{\alpha\omega}{\gamma} + 2\frac{j_s}{M_s t_{YIG}} \quad 7.8$$

La valeur absolue du courant critique (qui correspond à l'annulation de la largeur de raie) est ainsi augmentée par la largeur de raie inhomogène d'un terme $\Delta j_s = \Delta H_0 M_s t_{YIG}/2$.

Dans la suite de ce chapitre, nous présentons nos résultats concernant l'influence de l'injection de courant sur la dynamique d'aimantation au niveau de nano-disques YIG|Pt. En effet, contrairement aux films étendus, dans ces structures, la levée de dégénérescence des modes d'onde de spin (voir chapitre 1) permet :

- de discriminer les pics de résonance pour en extraire la largeur de raie,
- d'éviter une « dilution » de l'énergie de pompe entre des modes dégénérés étant alors excités en « compétition », un phénomène qui pourrait alors être autolimitant et compromettre l'accès au régime d'auto-oscillations [151].

Par ailleurs, les micro-disques assurent également un confinement du courant électrique permettant d'augmenter la densité de courant et d'atteindre les valeurs de courant critique estimées précédemment.

7.2 Résonance ferromagnétique de nano-disques de YIG et YIG|Pt

Dans cette section, nous présentons une caractérisation FMR de nano-disques de YIG et YIG|Pt afin de comparer le comportement dynamique de ces structures avec les résultats obtenus au chapitre 5 sur les films étendus. Nous nous intéressons notamment à l'influence du confinement des ondes de spin sur la résonance ferromagnétique dans ces structures.

7.2.1 Le confinement des ondes de spin

Les propriétés dynamiques des ondes de spin diffèrent selon qu'elles se propagent dans un film magnétique ou qu'elles sont confinées dans des nanostructures. En effet, nous avons vu au chapitre 1 qu'un film magnétique supporte une distribution continue de modes d'ondes de spin associées à une infinité de vecteurs d'ondes \mathbf{k} . Le confinement latéral des ondes de spin a pour effet de quantifier leur vecteur d'onde [152], en raison de contraintes sur la structure de l'onde imposées par les conditions aux bords du milieu magnétique [14,153].

A titre d'exemple, il est possible de calculer [26,152] la fréquence $\omega_{l,m}$ des modes d'ondes de spin dans des disques de YIG soumis à un champ magnétique perpendiculaire H_\perp :

$$\omega_{l,m} = \gamma \sqrt{H_\perp + 4\pi M_s \Lambda_{ech}^2 k_{l,m}^2} \times \sqrt{H_\perp + 4\pi M_s (\Lambda_{ech}^2 k_{l,m}^2 + 1/2 - G_{l,m}^\perp)}; \quad 7.9$$

la fonction d'onde associée prenant la forme, en coordonnées polaires (r, ϕ) :

$$\mathcal{J}_m^l(\mathbf{r}) = J_l(k_{l,m}r) \cos(l\phi), \quad 7.10$$

avec Λ_{ech} la longueur d'échange du YIG, $G_{l,m}^\perp$ une composante du tenseur de Green décrivant l'interaction dipolaire [152], l et m les indices azimutaux et radiaux (resp.) des modes, $(k_{l,m})_{l,m \in \mathbb{N}}$ les vecteurs d'ondes associés et $(J_l)_{l \in \mathbb{N}}$ les fonctions de Bessel de première espèce.

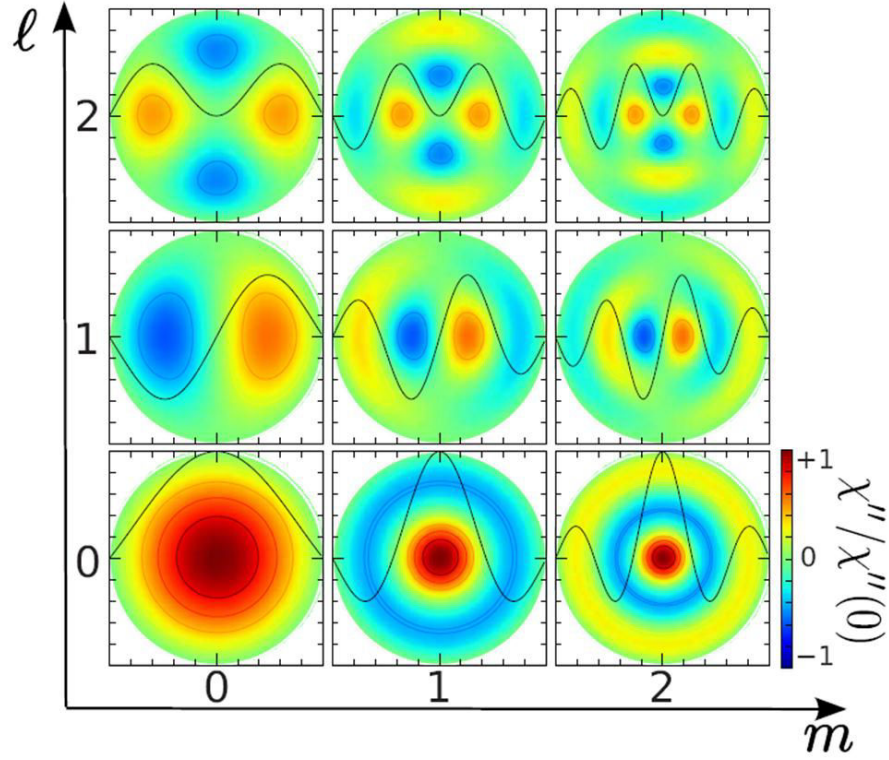


Figure 7.1 Résultats extraits de Klein et *al.* [152]. Représentation des premiers modes propres $J_m^l(\mathbf{r})$ d'un disque de ferromagnétique.

Les premiers modes de résonance sont représentés à la figure 7.1. Lorsque le confinement commence à approcher la longueur d'échange, l'énergie des modes d'ondes de spin [152] devient fonction croissante de $k_{l,m} = \kappa_{l,m}/R$ où R est le rayon du disque et $\kappa_{l,m}$ la $(m+1)^{\text{ème}}$ racine de J_l . La séparation spectrale des modes croît également, à mesure que R diminue, jusqu'à devenir supérieure à la largeur de raie intrinsèque du mode, la levée de dégénérescence des modes devient alors significative, et ce d'autant plus que le rayon du disque est faible. Dans la pratique, le confinement commence à se faire ressentir à l'échelle microscopique, l'échelle submicronique garantissant une forte levée de dégénérescence.

L'excitation d'un mode dépend du recouvrement de son extension spatiale avec celle du champ hyperfréquence et notamment de la symétrie de ce dernier. Le champ hyperfréquence employé avec les nano-disques étudiés peut être considéré, à l'échelle du volume magnétique, comme uniforme et orienté dans le plan du disque (voir Annexe F). Cette symétrie n'est pas compatible avec $l \neq 0$ et nous pouvons ainsi nous attendre à une excitation prépondérante des modes à symétrie radiale (dernière ligne sur la figure 7.1).

7.2.2 Dispositif expérimental

Les disques ont été fabriqués à partir d'un film de YIG de 20 nm d'épaisseur dont la caractérisation FMR indique une aimantation à saturation $4\pi M_s = 2100$ G et un paramètre d'amortissement de Gilbert $\alpha_{YIG}^{film} = 4 \cdot 10^{-4}$. La moitié de la surface du YIG a été recouverte de 13 nm de Pt par pulvérisation cathodique, permettant par la suite de réaliser, à partir du même film, deux séries de disques (YIG et YIG/Pt) par lithographie électronique³ et gravure ionique. Chaque série comporte des disques de différents diamètres, les résultats présentés dans la suite portent sur des disques de 700, 500 et 300 nm de diamètre (encadrés, figure 7.2.a).

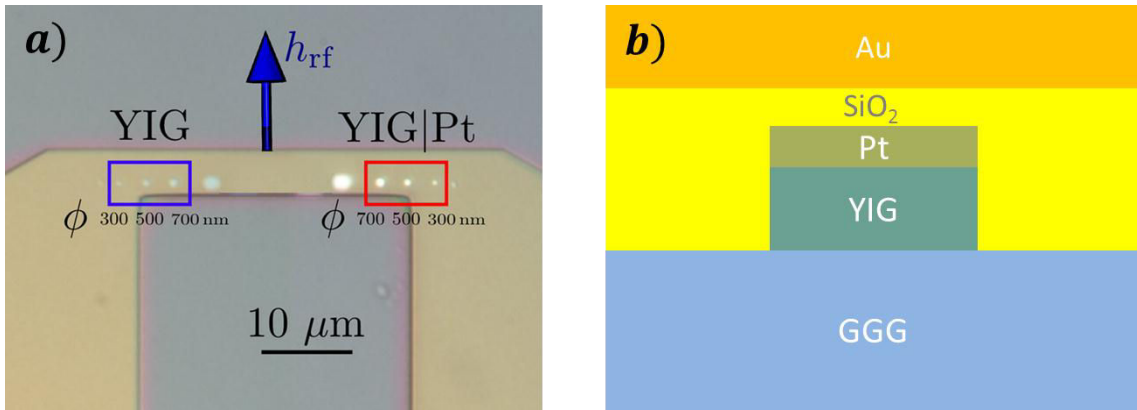


Figure 7.2 (a) Image réalisée par microscopie optique des disques de YIG (intérieur du rectangle bleu) et YIG/Pt (intérieur du rectangle rouge) situés sous l'antenne micro-onde. Le champ magnétique statique est orienté perpendiculairement à la surface de l'échantillon alors que le champ hyperfréquence est orienté dans le plan de l'échantillon (flèche bleue). (b) Schéma d'un nano-disque YIG/Pt (vue de profil) recouvert par l'antenne d'or.

Après la gravure des nano-disques, le film a été recouvert d'une couche isolante de 50 nm de SiO_2 sur laquelle a finalement été lithographiée une antenne d'or de 5 μm de large recouvrant les disques (voir figure 7.2), la proximité et la largeur de l'antenne garantissent la quasi-uniformité du champ hyperfréquence dans le plan de l'échantillon.

Les échantillons sont positionnés sous vide dans un microscope de force à résonance magnétique (MRFM). Les mesures MRFM (cf. Klein *et al.* [152]), effectuées au CEA-SPEC (équipe d'O. Klein et G. de Loubens) permettent de mesurer le spectre FMR des disques de YIG. Une imagerie magnétique, réalisée en scannant l'échantillon avec la pointe MRFM, permet de centrer la sonde au-dessus de chaque

³ effectuée par M. Muñoz de l'Institut de Microélectronique de Madrid.

disque préliminairement à la mesure des spectres. La caractérisation MRFM présentée dans cette section est réalisée en aimantation perpendiculaire, celle-ci est maintenue par un champ magnétique \mathbf{H}_0 orthogonal au plan des disques est d'intensité supérieure au champ de saturation du YIG⁴.

7.2.3 Résultats et discussions

Spectroscopie d'ondes de spin dans des nano-disques

Sur la figure 7.3 sont présentés les spectres de résonance MRFM pour les différentes tailles de nano-disques de YIG (à gauche) et de YIG|Pt (à droite). Ces résultats, obtenus en faisant varier la fréquence du champ hyperfréquence \mathbf{h}_{rf} orienté dans le plan, correspondent aux premiers modes propres d'onde de spin des disques soumis à un champ magnétique perpendiculaire au plan $H_0 = 4,99$ kOe.

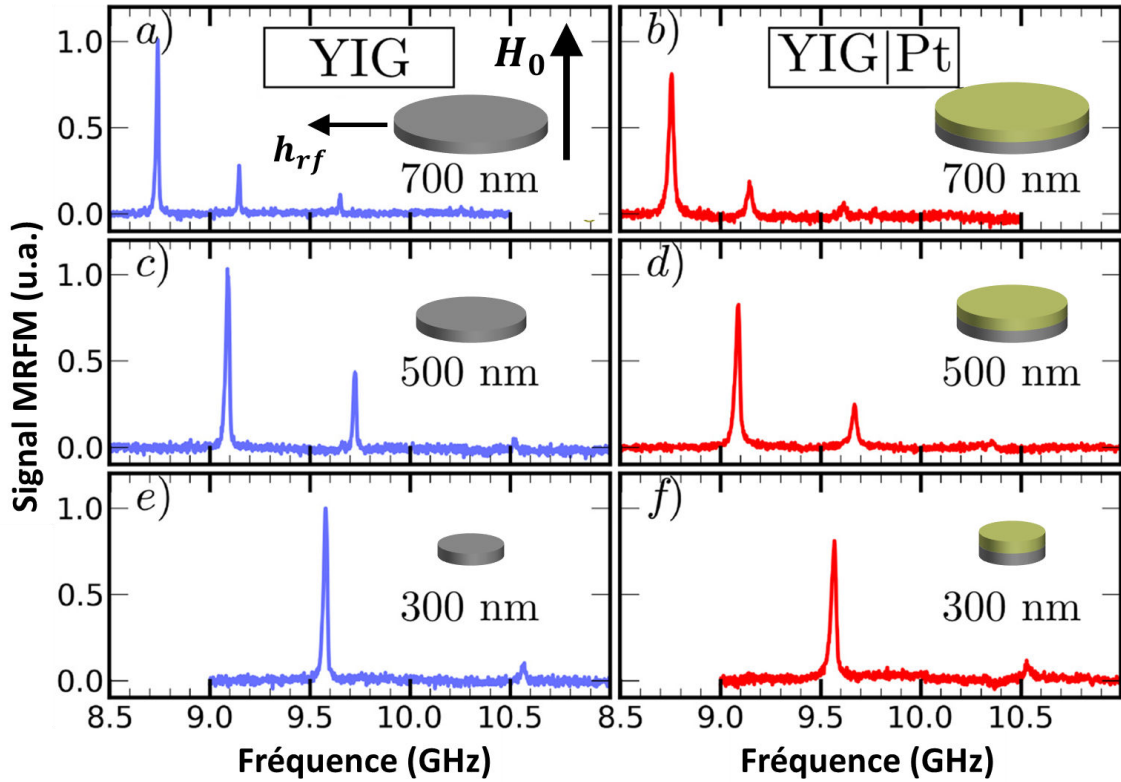


Figure 7.3 Spectres MRFM, à $H_0 = 4,99$ kOe, des disques de YIG (a,c,e en bleu) et YIG|Pt (b,d,f en rouge) de respectivement 700, 500 et 300 nm de diamètre. Dans ces deux séries nous pouvons observer jusqu'à trois modes de résonance distincts dont la séparation en fréquence croît avec la diminution du diamètre des disques.

Quel que soit l'échantillon, nous observons jusqu'à trois pics de résonance disjoints et d'amplitude décroissante avec la fréquence de résonance associée. Le pic de plus

⁴ Ceci garantit une aimantation colinéaire au champ \mathbf{H}_0 .

grande amplitude correspond au mode uniforme d'onde de spin (voir figure 7.1). En configuration perpendiculaire, il s'agit du mode de plus basse énergie (ou mode fondamental). Les pics suivants, d'amplitudes moindres, correspondent aux premières harmoniques, modes d'énergies supérieures [154].

La comparaison des spectres par rapport au diamètre des disques (voir figure 7.3) met bien en évidence l'influence du confinement latéral sur la fréquence des modes et leur séparation spectrale comme discuté précédemment.

A partir de l'expression analytique des modes de résonance (voir l'équation 7.9), en considérant une longueur d'échange pour le YIG de 15 nm [22], et en faisant l'hypothèse que l'aimantation reste statique sur les bords du disque (on parle d'épinglage ou encore de *pinning* de l'aimantation), nous avons calculé analytiquement les fréquences de résonance de ces premiers modes (voir tableau 7.1).

L'ajustement de ces résultats aux mesures expérimentales [155] nous permet de retrouver un diamètre effectif de confinement de 700, 520 et 380 nm respectivement, soient des valeurs globalement très proches des dimensions nominales des trois disques. Les écarts résiduels entre les diamètres effectifs et nominaux (notamment pour le disque de 300 nm) sont certainement imputables soit à des imperfections de lithographie, soit à la validité de l'hypothèse portant sur le *pinning* de l'aimantation comme condition aux frontières [155].

Diamètre (nm)	Mode (lm)	f_{exp} (GHz)	f_{analyt} (GHz)	f_{ajust} (GHz)
700	00	8,74	8,69	8,76
	01	9,14	9,10	9,16
	02	9,65	9,68	9,72
500	00	9,10	8,90	9,05
	01	9,72	9,63	9,69
	02	10,52	10,72	10,65
300	00	9,58	9,47	9,51
	01	10,57	11,25	10,63

Tableau 7.1 Comparaison des fréquences de résonance (mesurés et analytiques) des premiers modes d'ondes de spin (repérés par leurs indices azimutaux et radiaux, lm) pour les différents diamètres de disque de YIG. Les valeurs analytiques ne tiennent pas compte de l'influence du champ dipolaire de la sonde du MRFM. La dernière colonne présente les fréquences propres des modes d'ondes de spin en tenant compte du diamètre effectif des disques (700, 520 et 380 nm, respectivement) ainsi que de la distance entre la pointe MRFM et le disque (3, 2, et 1,5 μm , respectivement).

La comparaison entre les spectres de disques de YIG seul et de YIG|Pt (voir figure 7.3) montre que la présence de la couche de Pt n'affecte pas l'énergie des modes de résonance. En effet, nous pouvons observer que, pour un diamètre donné, les pics de résonance apparaissent aux mêmes fréquences avec les deux types de disques. En revanche, nous constatons un élargissement des pics dans les nano-disques YIG|Pt par rapport aux disques de YIG seul.

Largeur de raie du mode uniforme

Cette dernière observation est mise en exergue figure 7.4 où les pics de résonance du mode uniforme des disques de YIG (b) et de YIG|Pt (c) de 700 nm de diamètre sont présentés. Afin d'éviter toute non linéarité, ces mesures ont été réalisées à beaucoup plus faible puissance d'excitation hyperfréquence que pour les résultats MRFM précédents. Il en résulte une élévation moindre de la température et ainsi une fréquence de résonance différente de celle présentée à la figure 7.3 (l'aimantation à saturation et, par conséquent, la fréquence de résonance étant fonction de la température).

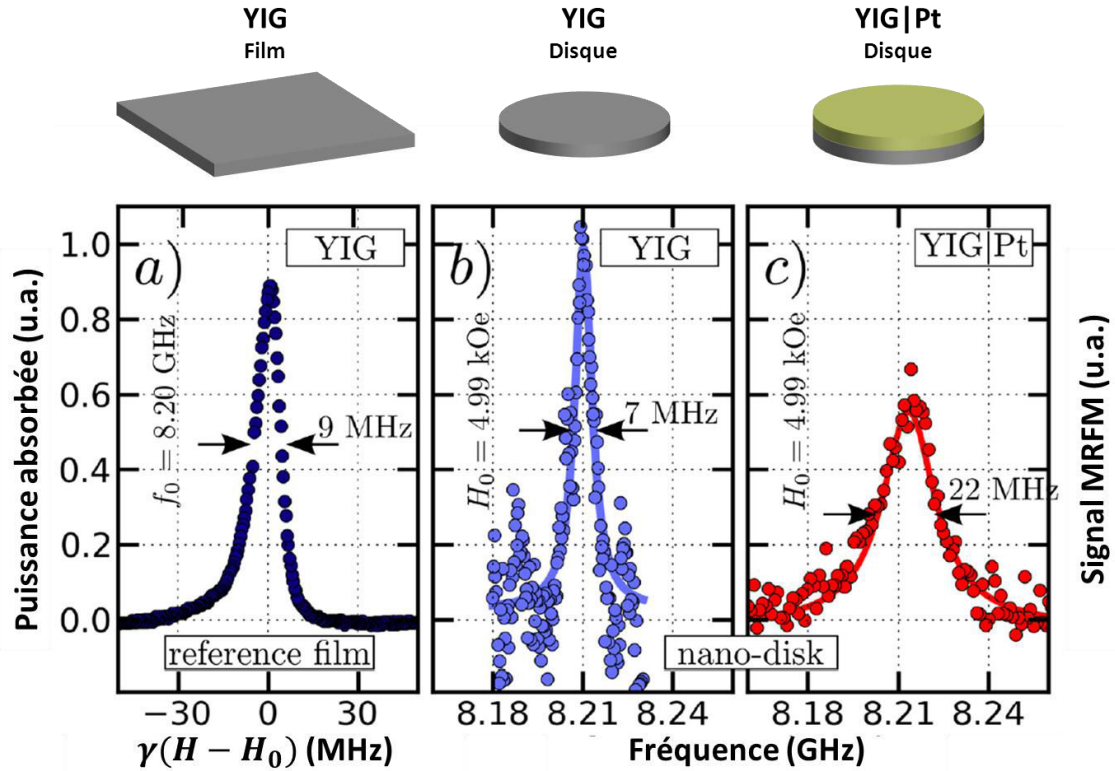


Figure 7.4 (a) Pic FMR d'un film de 20 nm d'épaisseur de YIG en aimantation perpendiculaire ; le spectre est réalisé à partir d'un balayage du champ magnétique extérieur, la fréquence d'excitation étant de 8,20 GHz. (b, c) pics de résonance du mode fondamental de nano-disque de YIG (b) et de YIG|Pt (c)

À titre de comparaison, nous avons également reporté le spectre FMR, en champ perpendiculaire, d'un film étendu (a) obtenu de manière similaire aux mesures présentées au chapitre 5. Contrairement aux spectres MRFM sur nano-disques, cette mesure est réalisée à fréquence fixe en faisant varier l'amplitude du champ magnétique. Cependant, la fréquence de résonance $f_0 = 8,20$ GHz correspond à celle des disques, la conversion $\Delta\omega = \gamma\Delta H$ permet alors de comparer les largeurs de raies. L'analyse des pics de résonance présentés sur la figure 7.4 permet de faire deux constats :

- L'ajout de Pt augmente la largeur de raie du mode uniforme des nano-disques, de 7 à 22 MHz (comparaison des résultats (b) et (c) de la figure 7.4). Nous attribuons ce résultat au phénomène de pompage de spin du YIG vers le Pt à l'instar des résultats de FMR présentés au chapitre 5. Par ailleurs, la fréquence de résonance reste inchangée ce qui semble indiquer que le dépôt de la couche de Pt n'affecte pas les propriétés magnétiques du disque.
- Le passage d'un film étendu à un nano-disque de YIG s'accompagne d'une diminution de la largeur de raie, de 9 à 7 MHz (comparaison des résultats (a) et (b) de la figure 7.4). Nous attribuons ce phénomène d'une part à la diminution des inhomogénéités structurales dans le nano-disque (le volume magnétique étant réduit) et, d'autre part, à la discrétisation des modes d'ondes de spin lors du passage du film étendu à une nanostructure. Nous avons en effet vu qu'en l'absence de confinement, l'excitation d'une infinité de modes connexes contribue à l'élargissement du pic de résonance. Cet argument est également soutenu par le fait que la dissymétrie du pic FMR du film étendu par rapport à la fonction lorentzienne (voir figure 7.4.a) n'est en revanche pas observée au niveau des pics FMR obtenus avec les nano-disques. En effet cette dissymétrie est attribuable au concours de plusieurs modes (et même d'un continuum) d'ondes de spin au signal du pic de résonance [140,156], son absence est ainsi cohérente avec l'excitation d'un mode unique.

Évolution spectrale de la largeur de raie

Afin de mieux interpréter ces variations de ΔH observées entre les échantillons, nous avons mesuré l'évolution spectrale de la largeur de raie du mode uniforme. Les résultats obtenus pour les disques de YIG et YIG|Pt de 700 nm de diamètre ainsi qu'un film de YIG de référence de 20 nm d'épaisseur sont présentés à la figure 7.5.

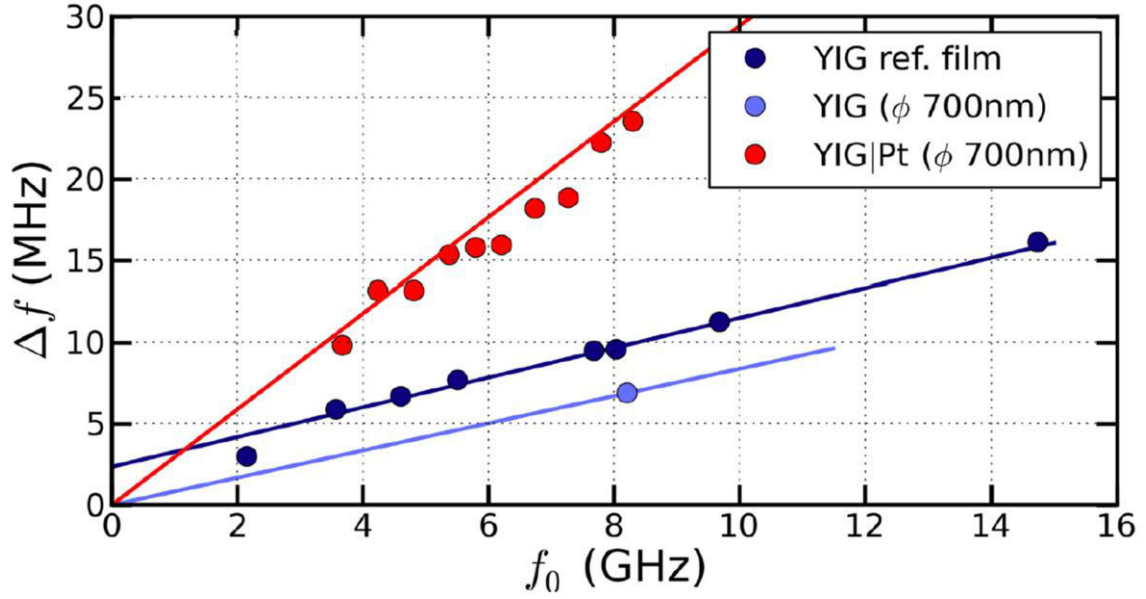


Figure 7.5 Dépendance de la largeur de raie à la fréquence de résonance du disque YIG|Pt (rouge) de 700 nm de diamètre ainsi que d'un film de référence de YIG (bleu foncé). Ces dernières données sont ajustées par régression linéaire. Une droite passant par l'origine du repère et l'unique valeur de largeur de raie obtenue pour le disque de YIG seul a été ajoutée en bleu clair. La droite rouge correspond à l'ajustement des données du disque YIG|Pt légèrement translaté pour passer par l'origine du repère, ce décalage étant inférieur à la barre d'erreur.

L'ajustement linéaire des mesures de largeur de raie du disque YIG|Pt (droite en rouge sur la figure 7.5) permet de déduire, par sa pente, un paramètre d'amortissement de Gilbert $\alpha_{YIG|Pt} = 13 \cdot 10^{-4}$. Nous remarquons par ailleurs que cette droite intercepte l'origine du repère ce qui dénote l'absence de contributions inhomogènes à la largeur de raie ($\Delta H_0 = 0$). Nous avons déjà remarqué (voir figure 7.4) que le confinement des ondes de spin s'accompagnait d'une réduction de ΔH , nous voyons ici, en aimantation perpendiculaire, qu'il permet en fait d'annuler la totalité des contributions extrinsèques à la largeur de raie.

Contrairement aux disques YIG|Pt, dans le cas du nano-disque de YIG seul, il n'a pas été possible de mesurer la largeur de raie de manière suffisamment fiable pour d'autres fréquences que 8,2 GHz. En effet, à cette fréquence, la largeur de raie mesurée est déjà proche de la limite de résolution des mesures MRFM (voir figure 7.4.b), il n'a ainsi pas été possible d'extraire de pic exploitable à plus basse fréquence, le banc de mesure MRFM limitant par ailleurs la détection à fréquence plus élevée.

Nous pouvons toutefois raisonnablement penser, à la lumière des résultats obtenus avec les disques YIG|Pt, que l'élargissement inhomogène est également nul avec le disque de YIG seul. Il est alors très intéressant de remarquer que la droite passant

par l'unique valeur mesurée pour ce disque et l'origine du repère (en bleu clair) est de même pente que la régression linéaire des données obtenues avec le film étendu de YIG (en bleu foncé). Ceci nous permet de penser que l'amortissement intrinsèque du YIG n'a pas été affecté par les étapes de lithographie et de gravure.

En retenant pour le nano-disque de YIG le même amortissement de Gilbert que déterminé pour le film ($\alpha_{YIG} = \alpha_{YIG}^{film} = 4 \cdot 10^{-4}$), nous déduisons une importante contribution $\alpha_{sp} = 9 \cdot 10^{-4}$ du pompage de spin à la relaxation magnétique et un paramètre de *spin mixing conductance* (voir l'équation 2.21) de l'interface YIG|Pt dans les nano-disques : $g_r^{\uparrow\downarrow} = 2 \cdot 10^{18} m^{-2}$. Cette valeur, plus importante que celle déterminée au chapitre 5 avec le film de YIG étendu ($g_{r,film}^{\uparrow\downarrow} = 1,02 \cdot 10^{18} m^{-2}$), souligne la transparence de l'interface YIG|Pt des nano-disques au transfert de moment angulaire.

7.2.4 Conclusion

Les résultats présentés dans cette section montrent que la réalisation de nano-disques de YIG par gravure ionique de films ultraminces est non seulement possible, mais qu'en plus, elle ne dégrade pas la qualité spectrale de la résonance ferromagnétique des échantillons (largeur de raie, taux de relaxation). En outre, nous soulignons que la séparation spectrale des modes de résonance obtenue grâce à leur confinement dans des nano-disques permet de s'affranchir de l'élargissement dit inhomogène (ΔH_0) des pics FMR. Ces conclusions sont très encourageantes dans l'optique de la nano-structuration des films de YIG sans altérer la qualité de la réponse dynamique des échantillons.

7.3 Contrôle de la largeur de raie par SOT

Cette section est consacrée à l'étude de l'influence du couple de spin orbite (SOT), généré par SHE dans le Pt, sur la largeur de raie de résonance ferromagnétique de disques de YIG.

7.3.1 Dispositif expérimental

Les mesures ont été effectuées sur des disques de YIG(20 nm)|Pt(7 nm) de 5 μm de diamètre conçus à partir de notre film de YIG présentant le plus faible paramètre de Gilbert (déjà présenté au chapitre 5), $\alpha_{YIG}^{film} = 2,3 \cdot 10^{-4}$.

Notons que le diamètre des disques ($5\ \mu\text{m}$) est supérieur aux diamètres considérés dans la section précédente (qui descendaient jusqu'à $300\ \text{nm}$). De tels échantillons ont également été préparés pour cette étude mais n'ont toutefois pas supporté la mise sous tension des contacts d'or (évaporation des disques). Par ailleurs, afin de maximiser la densité de courant dans le Pt, nous avons réduit son épaisseur ($7\ \text{nm}$) par rapport aux échantillons présentés dans la section précédente ($13\ \text{nm}$).

Deux électrodes d'or de $1,5\ \mu\text{m}$ de large déposées par pulvérisation cathodique viennent contacter le disque de part et d'autre de façon à pouvoir injecter un courant électrique de densité volumique j_c suivant le vecteur $\hat{\mathbf{x}}$ le long de la couche de Pt (voir figure 7.6).

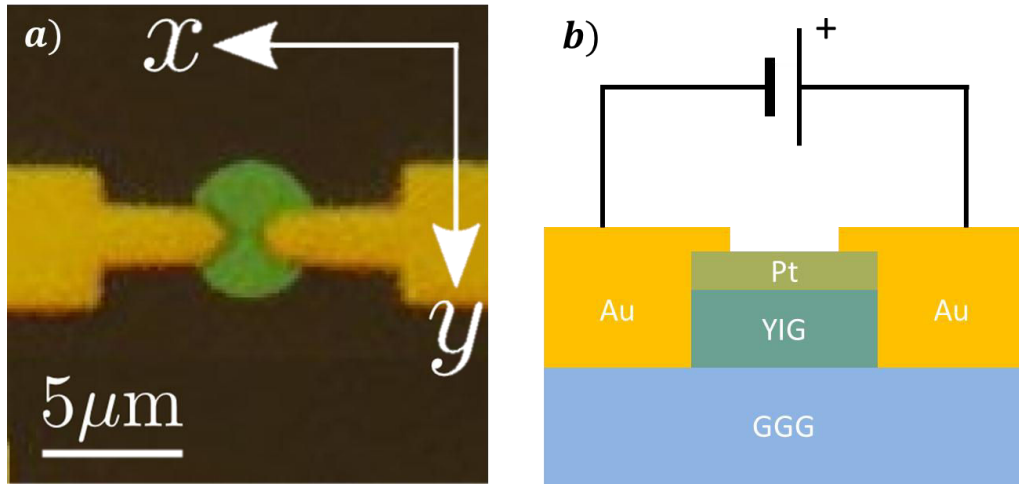


Figure 7.6 (a) Image de microscopie optique d'un disque YIG|Pt de $5\ \mu\text{m}$ (en vert) de contacté par deux électrodes d'or (en orange). (b) Schéma (coupe latérale) d'un nano-disque avec les contacts d'or permettant l'injection d'un courant électrique transverse dans la couche de Pt.

Dans cette structure, le champ hyperfréquence est produit au moyen d'une antenne micro ruban résonante située sous le substrat. Cette dernière (voir figure 7.7) génère dans le plan de l'échantillon un champ hyperfréquence polarisé rectilignement et orienté perpendiculairement à la direction de propagation du courant j_c .

Notre étude MRFM a été réalisée suivant une configuration de champ magnétique perpendiculaire au plan (comme dans la section précédente) mais également dans le plan du disque ; le champ magnétique \mathbf{H}_0 dans le plan est orienté perpendiculairement à la direction du courant électrique dans le Pt (voir figure 7.7).

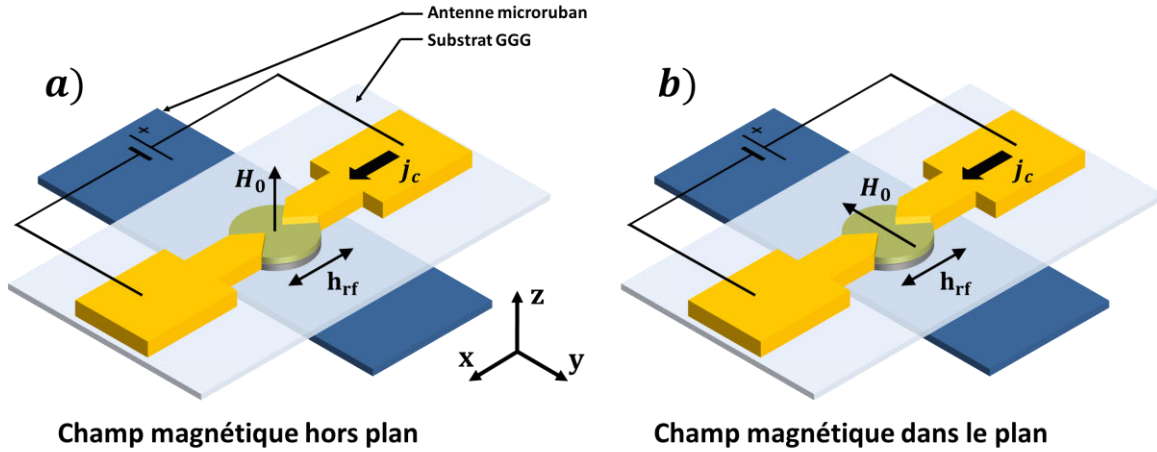


Figure 7.7 Schéma des deux configurations du champ magnétique étudiées dans l'analyse MRFM (a) perpendiculaire au plan et (b) dans le plan du disque.

La technique de spectroscopie MRFM est au départ prévue pour une analyse de systèmes magnétiques en configuration « champ magnétique hors plan ». En particulier, les étapes préliminaires d'alignements de l'échantillon ont été réalisées dans cette configuration. Cependant, c'est en configuration « champ magnétique dans le plan » que la symétrie du SHE permet de transférer au YIG un couple de transfert de spin susceptible d'amplifier ou d'atténuer la dynamique d'aimantation. Les mesures réalisées en configuration « champ magnétique hors plan » servent donc de mesures témoins pour la mise en évidence de l'influence du SOT sur la largeur de raie.

7.3.2 Résultats et discussions

Spectres MRFM avec aimantation orientée hors plan

Les spectres FMR obtenus à partir des mesures MRFM en configuration perpendiculaire sont présentés à la figure 7.8. La fréquence d'excitation est de 10,33 GHz.

Nous observons plusieurs pics de résonance qui, contrairement aux résultats présentés dans la section précédente, n'apparaissent pas parfaitement séparés spectralement en raison d'un moindre confinement ($5\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre au lieu de $2\text{ }\mu\text{m}$). En dépit du recouvrement partiel des pics de résonance, il est possible de distinguer le mode uniforme qui correspond au pic dont le champ de résonance est le plus élevé.

Nous remarquons d'ailleurs que ce mode est mieux excité que les autres, ce qui est cohérent avec sa symétrie. L'ajustement de ce pic par une fonction lorentzienne

permet alors d'en déduire sa largeur de raie dont nous n'observons pas de dépendance au courant injecté (voir figure 7.10).

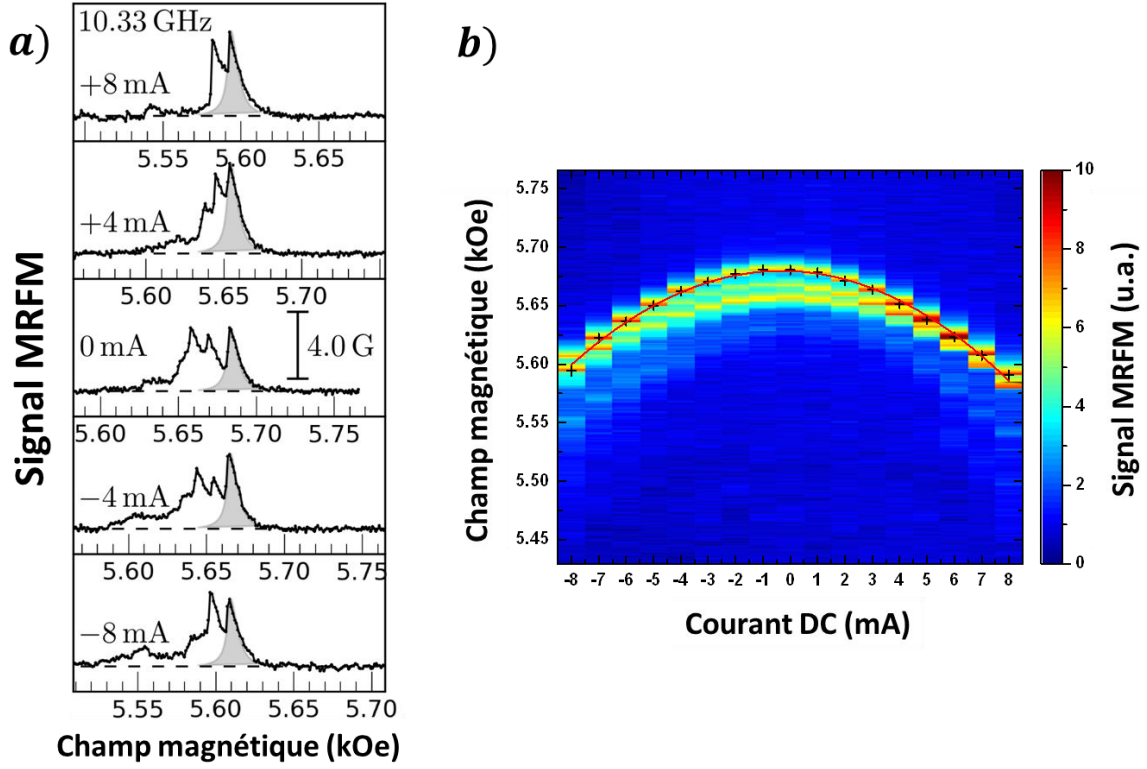


Figure 7.8 (a) Spectres MR-FM d'un disque YIG|Pt en configuration perpendiculaire pour différentes valeurs de courant (0, ± 4 et ± 8 mA) injecté dans le Pt. L'amplitude du pic MR-FM correspond à une diminution de l'aimantation statique (suivant y) de $4\pi\delta M_y \approx 4$ G (b) Cartographie de la densité spectrale de puissance MR-FM en fonction du courant électrique injecté à travers le Pt.

Nous notons enfin que le champ de résonance dépend fortement de l'intensité du courant électrique I appliqué (voir figure 7.8.b). Le champ de résonance peut en effet s'écrire :

$$H_{res} = AI^2 + B \quad 7.11$$

avec $A = 4\pi \frac{\partial^2 M_s}{\partial I^2} < 0$, et $B = \omega/\gamma + 4\pi M_s$.

Cette dépendance (ajustée par une parabole inversée à la figure 7.8.b) est due aux effets de chauffage par effet Joule qui modifient l'aimantation à saturation du YIG (dépendance quadratique, $A \approx -0,5$ Oe/mA²).

Spectres MRFM avec aimantation orientée dans le plan

Les spectres MRFM obtenus à 6,33 GHz en configuration « champ magnétique dans le plan » sont présentés à la figure 7.9.

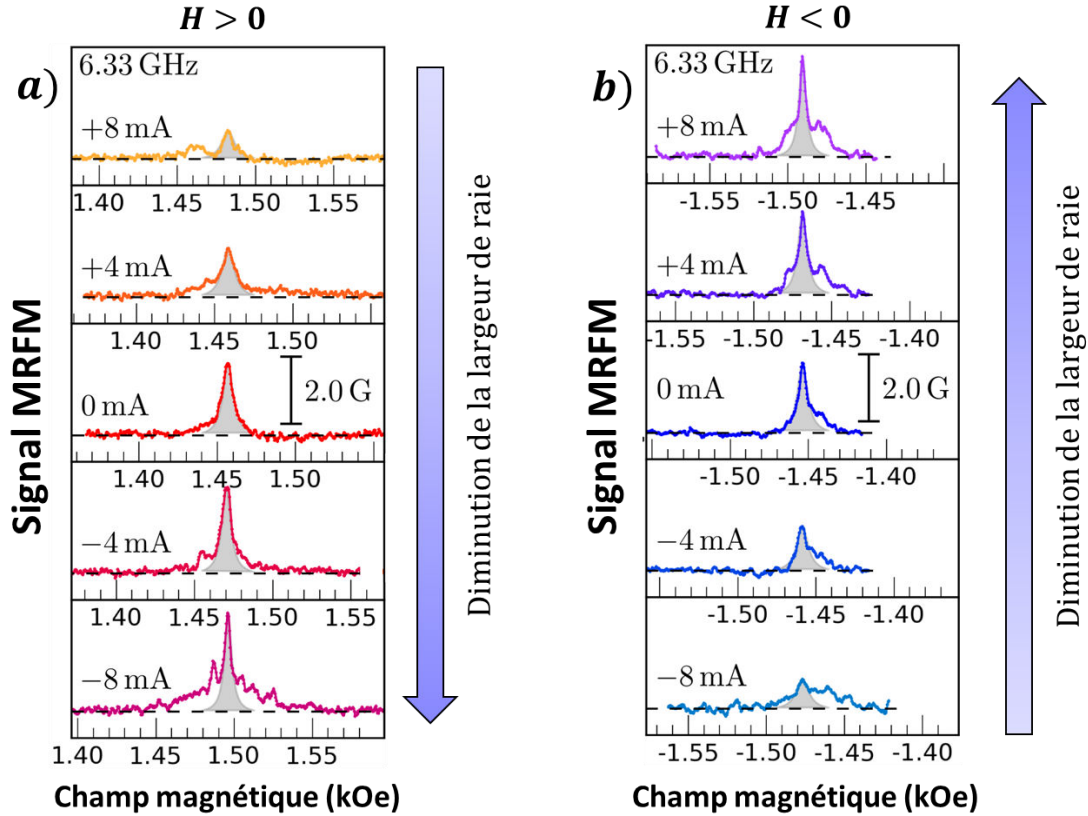


Figure 7.9 Spectres MRFM d'un disque YIG/Pt avec le champ magnétique (a) $H > 0$ et (b) $H < 0$ orienté dans le plan pour différentes valeurs de courant (0, ± 4 et ± 8 mA) injecté dans le Pt. L'amplitude du pic MRFM correspond à une diminution de l'aimantation statique (suivant y) de $4\pi\delta M_y \approx 2$ G

Nous commençons par analyser l'effet d'un courant I_{dc} injecté dans le disque de Pt sur le spectre FMR pour un champ magnétique positif (figure 7.9.a).

Le graphe central de la figure 7.9.a représente l'absorption magnétique du disque à courant nul, contrairement à la configuration hors plan, un seul pic de résonance présentant quelques épaulements est observé. Ce résultat indique une dégénérescence ou au moins un fort recouvrement des modes d'onde de spin dont la largeur de raie reste supérieure à leur séparation spectrale. L'amplitude du pic MRFM correspond à une diminution de l'aimantation statique (suivant \hat{y}) de $4\pi\delta M_y \approx 2$ G (contre 4 G en configuration perpendiculaire) soit une ouverture du cône de précession d'environ $2,5^\circ$.

Contrairement aux caractérisations en champ perpendiculaire, où le mode uniforme est le mode de plus basse énergie (le mode fondamental), dans le cas de l'aimantation planaire, au recouvrement des modes s'ajoute l'existence de modes de plus basse énergie que le mode uniforme (comme nous l'avons vu au chapitre 1 avec la configuration BVMSW). En conséquence, le mode FMR ne peut plus être repéré à partir de son énergie relative. Pour suivre ce mode nous faisons l'hypothèse que, du fait de sa symétrie, il est toujours celui qui se couple le mieux avec le champ hyperfréquence⁵. Ainsi le pic d'amplitude maximale sera toujours gardé pour la déduction de la largeur de raie.

L'influence du courant I_{dc} sur la largeur de raie est nettement visible. Ainsi, sous courant négatif, la largeur de raie diminue jusqu'à être divisée par deux lorsque le courant atteint la valeur de -8 mA. Cette décroissance est suffisamment importante pour qu'on puisse distinguer différents modes individuels là où, à courant nul, nous n'observons qu'un unique pic. La réduction de largeur de raie s'accompagne d'une augmentation de l'amplitude du signal MRFM. Lorsque la polarité du courant est inversée, nous assistons au comportement inverse, la largeur de raie augmente avec le courant (jusqu'à doubler pour $I_{dc} = 8$ mA) et l'amplitude du signal diminue.

Les mêmes mesures ont également été réalisées sous champ magnétique négatif (voir figure 7.9.b). Nous vérifions alors, comme attendu de la symétrie du SHE, que le comportement observé est inversé par rapport à la figure 7.9.a : la largeur de raie diminue sous courant positif et s'accroît sous courant négatif.

Nous présentons sur la figure 7.10 les valeurs de largeur de raie ΔH_{\parallel} mesurées pour un champ magnétique $H_0 < 0$ (en bleu) et $H_0 > 0$ (en rouge) en fonction du courant injecté dans le Pt. La largeur de raie suit une évolution linéaire avec une pente de $\pm 0,5$ Oe/mA selon la polarité du champ magnétique \mathbf{H}_0 (aligné suivant $\pm \mathbf{y}$). Nous pouvons remarquer que la largeur de raie varie d'environ un facteur 5 sur toute la gamme de courant couverte. L'ajustement linéaire de ces données coupe la droite des abscisses pour un courant qu'on qualifiera de critique $I_{6,33\text{ GHz}}^* = \mp 14\text{ mA}$.

⁵ Il est important de préciser les limites de cette hypothèse, par exemple, il n'est pas exclu que les perturbations liées au champ d'Oersted produit par l'injection de courant ne dissymétrisent le système pour favoriser l'excitation d'autres modes au détriment du mode uniforme. Il apparaîtra donc nécessaire de compléter cette étude par des résultats obtenus sur des disques de diamètre moindre offrant un confinement suffisant pour distinguer les différents modes d'onde de spin de manière univoque comme c'est le cas dans la section précédente.

A titre de comparaison, nous avons également ajouté sur la même figure (en noir) les valeurs de ΔH_{\perp} mesurées en configuration perpendiculaire à 10,33 GHz, l'ajustement linéaire de ces données montre bien l'absence de dépendance de ΔH_{\perp} au courant comme déjà observé à la figure 7.8.

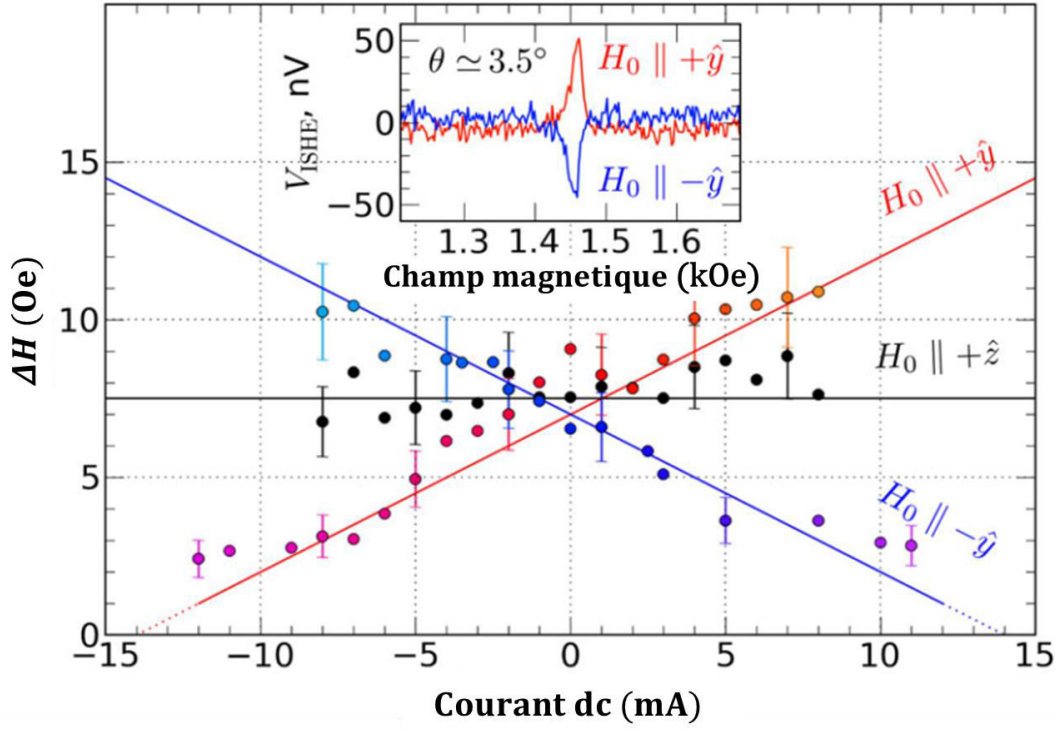


Figure 7.10 Variation de la largeur de raie $\Delta H_{||}$ mesurée à 6,33 GHz en fonction du courant I_{dc} pour $\mathbf{H}_0 \parallel +\mathbf{y}$ (en rouge) et $\mathbf{H}_0 \parallel -\mathbf{y}$ (en bleu). A titre de comparaison, les valeurs de ΔH_{\perp} mesurées à 10,33 GHz ont été ajoutées (en noir). Encart : détection de V_{ISHE} en fonction de \mathbf{H}_0 à $f=6,33$ GHz et $I_{dc} = 0$ mA.

En plus des mesures MRFM, nous avons effectué des mesures de la tension V_{ISHE} (voir chapitre 6) aux bornes du Pt à une fréquence d'excitation de 6,33 GHz et sous courant nul ($I_{dc} = 0$ mA)⁶. Ces mesures, tracées en fonction de \mathbf{H}_0 orienté dans le plan (voir l'encart de la figure 7.10), montrent un pic de résonance dont le signe dépend de la polarité du champ magnétique. Ce résultat complète les mesures précédentes de *spin mixing conductance* et confirme directement qu'un courant de spin peut être transféré du YIG vers le Pt. Par ailleurs, afin de rendre ces résultats indépendants des conventions géométriques employées, nous observerons que la réduction de l'amortissement est réalisée lorsque $V_{ISHE} \cdot I_{dc} < 0$ ce qui est cohérent avec les prédictions théoriques. En effet, V_{ISHE} traduit une force électromotrice

⁶ Ces mesures, à la limite de résolution du détecteur (amplificateur lock-in), sont difficiles à interpréter pour $I_{dc} \neq 0$ en raison de l'apparition d'artefacts.

associée à un courant I_{SHE} résultant de l'amortissement magnétique du YIG. Si $I_{dc} \parallel +I_{SHE}$ le courant de spin créé par effet Hall de spin direct participe à l'amortissement magnétique, si $I_{dc} \parallel -I_{SHE}$ le courant de spin créé par SHE s'oppose à l'amortissement.

Évolution spectrale de la largeur de raie sous courant

Afin de relier ces variations de ΔH à la relaxation magnétique, nous avons mesuré (voir figure 7.11) l'évolution spectrale de la largeur de raie du mode uniforme pour trois valeurs de courant continu ($0, \pm 6$ mA) dans les deux configurations magnétiques étudiées.

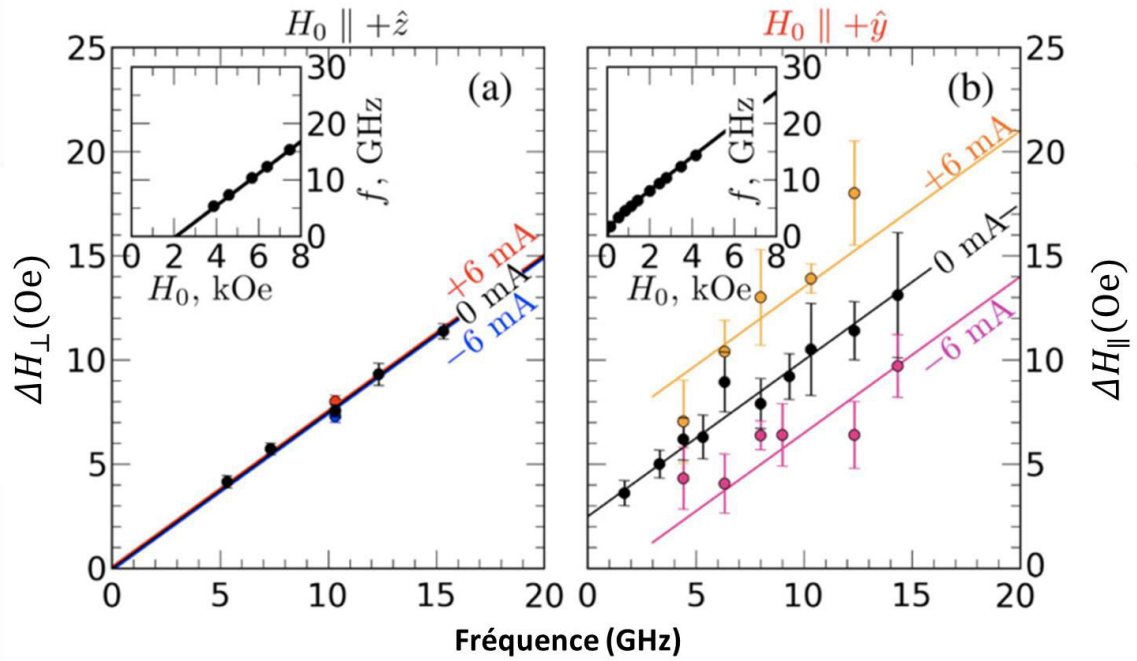


Figure 7.11 Dépendance spectrale de la largeur de raie pour trois valeurs de courant continu ($0, \pm 6$ mA) en configuration (a) perpendiculaire et (b) dans le plan. Les relations de dispersion respectives (f vs H_0) sont présentées dans les encarts.

Les résultats correspondant à la configuration perpendiculaire sont présentées à la figure 7.11.a, la relation de dispersion associée, affichée dans l'encart, suit la loi de Kittel $\omega = \gamma(H_0 - 4\pi N_{eff} M_s)$ où N_{eff} est le facteur de désaimantation du disque (proche de 1 [28,157]). La largeur de raie ΔH_{\perp} augmente avec la fréquence selon une droite qui coupe l'origine du repère traduisant l'absence de contributions inhomogènes à la largeur de raie. Ce résultat permet ainsi de conclure que les pics observés, quoi que non totalement séparés, correspondent bien à des modes distincts. La pente de ΔH_{\perp} vs ω permet de déduire un amortissement $\alpha = 1,1 \cdot 10^{-3}$. Nous confirmons enfin que, dans cette géométrie, la largeur de

raie ne dépend pas du courant appliquée (comme précédemment observé à 10,33 GHz, voir figure 7.8.a).

Les mesures FMR menées sur le film de YIG à partir duquel a été réalisé ce micro-disque donnent $\alpha_{YIG}^{film} = 2,3 \cdot 10^{-4}$ soit une contribution du pompage de spin $\alpha_{sp} \simeq 9 \cdot 10^{-4}$. Cette valeur, similaire à celle mesurée dans le sous-chapitre précédent, permet de déterminer le paramètre de *spin mixing conductance* dans ce disque $g_r^{\uparrow\downarrow} = 1,94 \cdot 10^{18} m^{-2}$ ainsi que d'estimer la transparence T (voir équation 7.4) de l'interface YIG|Pt au courant de spin $T \simeq 0,12$. Le paramètre de spin mixing conductance peut être exploité pour analyser quantitativement la tension V_{ISHE} produite à la résonance [77,83,158]. Ainsi, à partir des valeurs de $g_r^{\uparrow\downarrow}$, nous avons calculé que la tension V_{ISHE} mesurée de 50 nV (voir l'encart de la figure 7.10), correspond à un angle de précession $\theta \simeq 3.5^\circ$, cette valeur est dans la gamme des estimations précédemment faites par MRFM.

Nous nous intéressons désormais aux mesures effectuées en configuration dans le plan. Ces résultats sont présentés sur la figure 7.11.b, la relation de dispersion (tracé dans l'encart correspondant) suit la loi de Kittel $\omega = \gamma \sqrt{H_0(H_0 + 4\pi N_{eff} M_s)}$. Pour $I_{dc} = 0$ mA, nous retrouvons la même pente de la droite ΔH_{\parallel} vs ω qu'en configuration perpendiculaire et ainsi le même paramètre de Gilbert $\alpha = 1,1 \cdot 10^{-3}$. Toutefois, dans cette géométrie, la droite ne coupe pas l'origine et nous mesurons une contribution inhomogène à la largeur de raie $\Delta H_0 = 2,5$ Oe ce qui indique que plusieurs modes contribuent au pic de résonance. Le confinement de modes dans cette géométrie est ainsi moins efficace qu'en aimantation perpendiculaire pour lever leur dégénérescence.

Considérons désormais l'effet du courant sur la largeur de raie, dans nos conditions expérimentales (pour lesquelles le champ magnétique est grand devant l'aimantation à saturation) l'expression de la largeur de raie s'écrit (voir section 7.1) :

$$\Delta H_{\parallel} = \Delta H_0 + 2 \frac{\alpha \omega}{\gamma} + 2 \frac{j_s}{M_s t_{YIG}} \quad 7.12$$

L'évolution spectrale de la largeur de raie sous courant $I_{dc} = \pm 6$ mA (voir figure 7.11.b) présente le même profil qu'à courant nul mais décalé de ± 3 Oe. Cette influence de j_s sur ΔH_{\parallel} , indépendante de la fréquence, est cohérente avec le taux déduit de la figure 7.10 de 0,5 Oe/mA pour une fréquence de 6,33 GHz.

Dépassement du courant critique

Il ne nous a pas été possible d'atteindre expérimentalement la valeur de courant critique $I_{dc}^* = 14$ mA pour laquelle la largeur de raie était censée s'annuler à 6,33 GHz. En effet, à partir de 13 mA la résistance de l'électrode commençait à varier de manière irréversible indiquant une altération structural du micro-disque.

Cependant, la largeur de raie « naturelle » (sans courant) diminuant avec la fréquence de résonance, le courant critique nécessaire à son annulation est plus faible à basse fréquence (voir équation 7.6). Nous avons ainsi mesuré à 4,33 GHz⁷, les spectres MRFM en fonction du courant I_{dc} , (voir figure 7.12.a). A cette fréquence, nous avons en effet estimé à partir des résultats précédents que la valeur absolue du courant critique était inférieure à 12 mA.

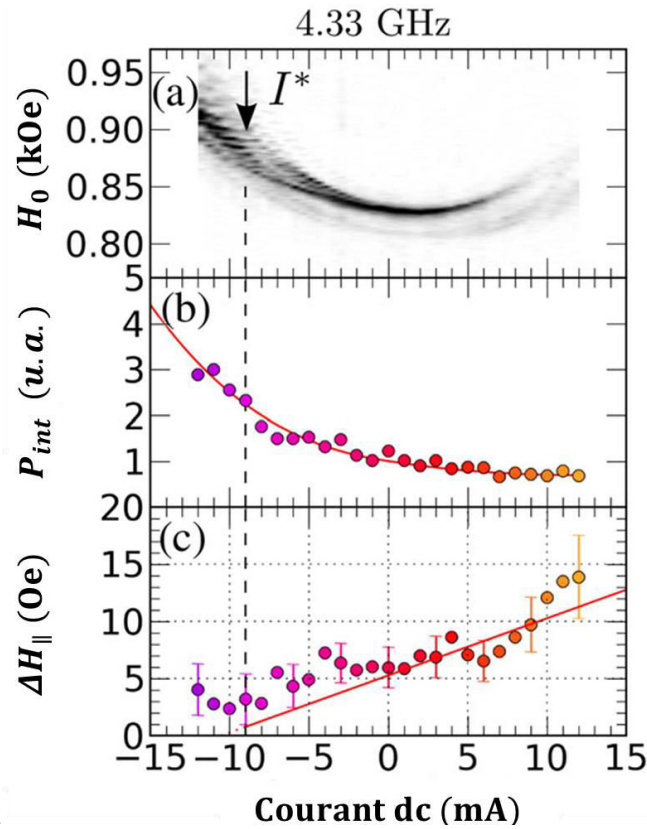


Figure 7.12 (a) Densité spectrale du signal MRFM en fonction du champ magnétique extérieur et du courant $I_{dc} \in [-12; +12]$ mA, les valeurs de $4\pi\delta M_y$ sont échelonnées entre 0 G (blanc) et 1,5 G (noir). (b) Evolution de la puissance intégrée en fonction de I_{dc} . (c) Dépendance de la largeur de raie à I_{dc} .

⁷ L'antenne employée pour générer le champ hyperfréquence est une antenne résonante dont l'efficacité d'excitation décroît fortement en dessous de 5 GHz ce qui explique que les autres mesures ont été effectuées à 6.33 GHz.

Nous retrouvons une dépendance parabolique du champ de résonance au courant I_{dc} appliqué dans le Pt pour des raisons identiques à celle discutées à la figure 7.8.b⁸ avec cette fois une composante linéaire additionnelle :

$$H_{res} \approx AI^2 + BI + C, \quad 7.13$$

où⁹ $B = \frac{\partial H_{Oe}}{\partial I}$, ce terme est dû à l'influence du champ d'Oersted H_{Oe} qui, en configuration planaire, vient s'ajouter au champ magnétique extérieur (dépendance linéaire $B \approx 1,7 \text{ Oe/mA}$).

Le signal mesuré en fonction de I_{dc} est très clairement asymétrique. Sous courant positif, les pics s'élargissent et leur amplitude diminue jusqu'à presque disparaître au-dessus de +8 mA alors qu'on observe le comportement inverse sous courant négatif, l'amplitude maximale étant atteinte pour $I_{dc} < -10 \text{ mA}$.

Les puissances intégrées sur toute la plage de balayage en champ magnétique puis normalisée par rapport à la valeur obtenue pour $I_{dc} = 0 \text{ mA}$ sont présentées à la figure 7.12.b. La puissance intégrée varie d'un facteur 5 entre +12 mA et -12 mA tout en suivant une dépendance inversement proportionnelle au courant (voir la ligne continue) ce qui est en accord avec un effet de transfert de spin [151,159]. La dépendance de la largeur de raie du pic de résonance au courant (figure 7.12.c) est croissante entre -8 mA et +12 mA, sur l'intervalle [0; +12] mA elle passe presque linéairement de 6 à 14 Oe et atteint une valeur minimale d'environ 2 Oe entre -8 mA et -11 mA. Remarquons qu'en dessous de -8 mA l'évolution des spectres MRFM (voir figure 7.12.a) présente des discontinuités correspondant à l'apparition de nouveaux pics dans le spectre de résonance, dont nous pouvons, par ailleurs, déjà observer l'émergence sur le spectre réalisé à 6,33 GHz (voir figure 7.9.a). Ces apparitions de pics suggèrent l'activation de régime d'auto-oscillations.

7.3.3 Conclusion

En conclusion, nous avons pu montrer qu'une analyse MRFM de micro-disques YIG|Pt sous courant était réalisable en configuration magnétique perpendiculaire et

⁸ Le sens de la parabole est inversé par rapport à la Figure 7.8.b en raison de la relation de dispersion qui est croissante avec M_s en géométrie planaire et décroissante en géométrie perpendiculaire.

⁹ Les termes A et C peuvent se déduire d'un développement limité (en fonction du courant) de la loi de Kittel en géométrie planaire.

planaire. Dans l'échantillon considéré de 5 μm de diamètre, le suivi de la dépendance au courant I_{dc} injecté dans le Pt de la largeur de raie du mode uniforme ΔH_{FMR} est possible, et ce, en dépit du recouvrement encore important des modes de résonance.

En géométrie plane, nous avons mis en évidence une dépendance linéaire de la largeur de raie du mode uniforme à l'amplitude de I_{dc} (dont la monotonie est fixée par la polarité du champ magnétique). La symétrie de cet effet, sa dépendance spectrale et son absence de détection en configuration perpendiculaire nous permettent d'attribuer son origine à la transmission au YIG d'un couple de transfert de spin créé par SHE dans le Pt.

Lorsque la densité de courant injecté approche la valeur attendue de courant critique, nous observons une multiplication des pics de résonance dans le spectre MRFM. Ce comportement semble indiquer une possibilité d'excitation d'ondes de spin par SOT que nous étudions dans la section suivante.

7.4 Excitation d'ondes de spin par SOT

Afin de déterminer si le phénomène d'apparition de pics au courant critique, correspond à l'activation d'un régime d'auto-oscillation, nous avons effectué des mesures MRFM de détection de ce régime en soumettant un disque YIG|Pt à un courant I_{dc} en l'absence d'excitation hyperfréquence. A l'instar des mesures de résonance ferromagnétique, nous cherchons ici à détecter une évolution, en fonction du courant I_{dc} , de la composante hors plan de l'aimantation pouvant s'interpréter par l'ouverture du cône de précession. Cette étude a été réalisée en configuration plane, dans les mêmes conditions (dispositif et échantillon) que celles présentées à la section précédente excepté l'absence de champ radiofréquence.

Afin de gagner en sensibilité de détection, nous avons procédé à une détection synchrone de la variation d'aimantation $\delta \overline{M}_y$ à la fréquence Ω d'oscillation de la pointe du MRFM. Pour cela, nous avons donc ajouté un terme variable (modulation) au courant injecté dans le Pt $I(t) = I_{dc} + \delta I \cos(\Omega t)$ où $\delta I = 75 \mu\text{A}$. Cette expérience fournit ainsi une mesure différentielle $\partial \overline{M}_y / \partial I_{dc}$ de l'aimantation que nous traçons en fonction de I_{dc} .

Nous présentons sur la figure 7.13 les résultats de cette étude réalisée sous un champ magnétique $H_0 = 0,92 \text{ kOe}$. Nous observons aux alentours de -9 mA l'apparition d'un pic dans la réponse $\partial \overline{M}_y / \partial I_{dc}$ suggérant des auto-oscillations dans

la couche de YIG. Ce pic correspond à une variation de $4\pi\delta\overline{M}_y \approx 0,5 \text{ G}$ soit une variation de l'angle de précession de $1,3^\circ$ induite par la modulation de courant.

Ces mesures ont été reproduites pour différentes valeurs du champ magnétique extérieur. Nous nous apercevons alors que le courant auquel se produit ce phénomène, dépend de l'amplitude de H_0 et passe ainsi quasi linéairement de -8 mA sous $0,81 \text{ kOe}$ à -10 mA sous $1,1 \text{ kOe}$ (voir la ligne noire figure 7.13). Cette dépendance est très importante car elle accrédite l'hypothèse d'une origine magnétique pour le pic mesuré, réduisant de fait la probabilité d'un artefact de mesure. D'autre part, sa monotonie est en accord avec l'augmentation attendue de la valeur absolue du courant critique en fonction de ω et donc de H_0 (voir équation 7.8).

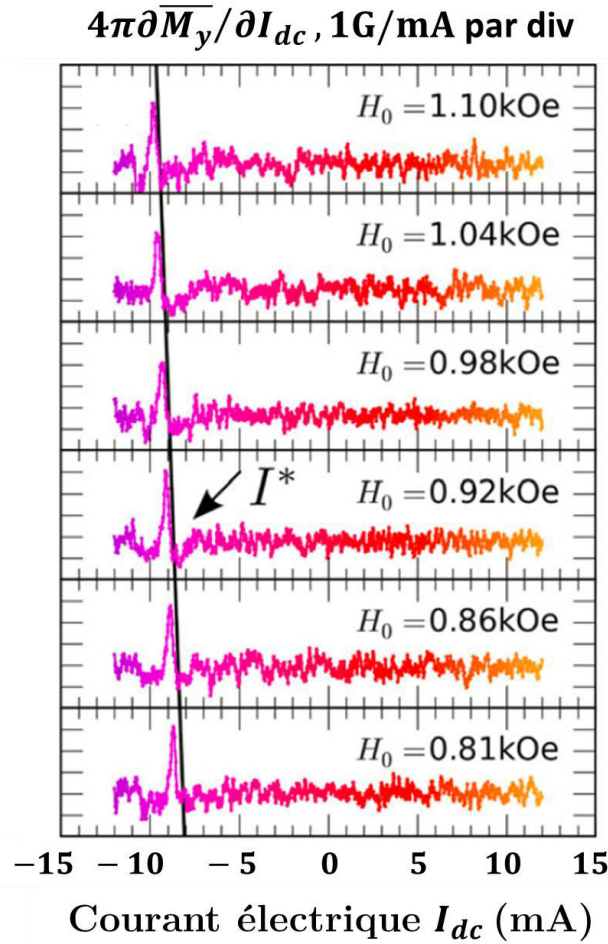


Figure 7.13 Mesures différentielles de $\delta\overline{M}_y$ (I_{dc} modulé de $0,15 \text{ mA}_{pp}$ en l'absence de toute excitation rf) en fonction de I_{dc} pour six valeurs du champ magnétique extérieur échelonnées entre $0,81$ et $1,1 \text{ kOe}$

Notons enfin que la valeur d'un courant critique $|I_{dc}^*| = 9 \text{ mA}$ sous un champ magnétique de $0,92 \text{ kOe}$ (figure 7.13), correspond à une densité de courant

$j_c^* \simeq 3 \cdot 10^{11} \text{A} \cdot \text{m}^{-2}$ en accord avec l'ordre de grandeur obtenu à partir des équations (7.2) et (7.3).

Ce résultat nous permet finalement de conclure qu'il est possible de compenser totalement l'amortissement des ondes de spin au sein de micro-disques YIG|Pt en tirant profit du SHE. Nous avons en effet pour la première fois mis en évidence, l'activation d'un régime d'auto-oscillation de l'aimantation par injection d'un courant électrique dans la couche de Pt. La détection MRFM des auto-oscillations présente toutefois le désavantage d'être indirecte, car elle n'offre qu'un accès à la composante moyennée dans le temps $\overline{M_y}$ ¹⁰. Une détection directe de la dynamique d'aimantation (spectroscopie) apparaît donc nécessaire pour compléter cette étude de l'activation d'un régime d'auto-oscillation dans le YIG par SOT .

¹⁰ En toute rigueur, le fait que $\delta\overline{M_y}$ varie pour un certain courant critique n'est pas totalement équivalent avec l'ouverture d'un cône de précession. En effet, l'aimantation statique pourrait également légèrement sortir du plan à partir d'une certaine valeur de courant ce qui donnerait le même signal sans précession magnétique.

Conclusion

Parmi les résultats obtenus au cours de cette thèse, nous avons tout d'abord montré qu'il était possible de faire croître, par la technique d'ablation laser pulsée, des films ultraminces de YIG épitaxiés et présentant une bonne qualité structurale : l'absence de phase parasite, une très bonne planéité et une qualité de surface permettant le transfert interfacial de moment angulaire avec des métaux.

Nous avons pu observer, par résonance ferromagnétique et spectroscopie d'ondes de spin propagatives, les excellentes propriétés dynamiques de films de 20 nm d'épaisseur : une faible constante d'amortissement de Gilbert (jusqu'à $2 \cdot 10^{-4}$) avec une largeur de raie inhomogène de l'ordre de 1 Oe, une faible vitesse de groupe (~ 1 km/s) et des longueurs d'atténuation d'ondes de spin de l'ordre de 600 μm à 1 GHz.

A partir de mesures de caractérisation FMR et ISHE effectuées sur des bicouches YIG|MN (Pt, Pd, CuBi), nous avons pu mettre en évidence l'effet de pompage de spin et déterminer certains paramètres de transport de ces bicouches, notamment le paramètre de mixing conductance $g_{\uparrow\downarrow}$. Ces résultats ont, en outre, permis de détecter, de manière non inductive, des ondes de spin au sein de nos films de YIG.

Nous avons effectué des mesures XMCD sur des structures hybrides YIG|Pd nous permettant de conclure à l'absence de moments magnétiques induits par le YIG dans le Pd. Sur ces mêmes structures, nous avons mesuré en parallèle, des effets de magnétorésistance que nous avons analysés dans le cadre de la théorie de la SMR. La combinaison des mesures de spectroscopie et de transport sur ces mêmes échantillons nous a permis d'exclure les interprétations alternatives à la SMR impliquant la présence d'effets de proximité magnétiques.

Nous avons réalisé des nano-structures de YIG et YIG|Pt par gravure ionique de nos films de 20 nm d'épaisseur de YIG, ce procédé n'étant pas employable sur des films de YIG plus épais. A partir d'une étude MRFM (en aimantation perpendiculaire) des propriétés dynamiques de disques uniques de diamètres variant de 300 nm à 4 μ m, nous avons pu montrer : la résistance des couches au procédé de nano-structuration, l'absence de détérioration du paramètre de Gilbert et, de surcroît, l'annulation des contributions inhomogènes à la largeur de raie des pics FMR. Nous avons également observé grâce à cette étude la levée de dégénérescence des modes d'onde de spin offerte par le confinement de ces structures, ainsi que le phénomène de pompage de spin dû à la couche de Pt en contact avec les disques de YIG.

En exploitant, sur la dynamique d'aimantation de micro-disques YIG|Pt (en aimantation planaire), le couple résultant du transfert de spin du Pt vers le YIG nous avons pu observer, par spectroscopie MRFM, le contrôle de la largeur de raie du mode FMR. Cette dernière est augmentée ou diminuée suivant le signe du courant électrique traversant la couche de Pt. En analysant les symétries d'injection, nous avons pu confirmer que cet effet était attribuable à la transmission au YIG d'un couple de transfert de spin créé par SHE dans le Pt.

Enfin, dans ces micro-disques, nous avons mis en évidence pour la première fois, l'excitation d'ondes de spin activée SOT suite à l'application d'un courant électrique dans le Pt. Ce résultat a été observé en analysant le champ dipolaire du micro-disque avec la pointe MRFM permettant de montrer l'activation d'un régime d'auto-oscillations à partir d'un de courant de seuil.

Les objectifs de cette thèse, à savoir l'étude expérimentale de structures hybrides ultraminces de YIG|MN dans le but d'exciter, de manipuler et de détecter des ondes de spin de manière non inductive, ont par conséquent été atteints. Par ailleurs, les résultats obtenus appuient la pertinence de l'emploi de films de YIG ultraminces dans des structures hybrides YIG|MN pour des applications de magnonique et ouvrent une série de perspectives pour la poursuite de ce travail de recherche.

Perspectives

En plus des perspectives d'améliorations des mesures expérimentales déjà énoncées au cours des chapitres du présent mémoire, voici quelques pistes qu'il me semble utile d'approfondir.

- En ce qui concerne la croissance de couches minces de YIG, un travail de compréhension de la microstructure des films et de leur stœchiométrie reste à conduire, des études par microscopie électronique à transmission sont nécessaires pour caractériser finement la relation épitaxiale entre le YIG et le GGG pour nos couches fabriquées par PLD. Par ailleurs, une étude du dépôt de YIG sur d'autres substrats pourrait être très utile. En effet, la possibilité de faire croître du YIG sur des métaux ou des semi-conducteurs permettrait une intégration des dispositifs magnoniques à base de YIG avec l'électronique standard.
- Nous avons précédemment souligné l'importance de compléter l'étude de l'activation du régime d'auto-oscillations par SOT dans les disques YIG|Pt par une analyse spectroscopique de ce régime. Nous avons dès à présent initié cette étude [160] dans le cadre de la thèse de Martin Collet qui poursuit mon travail de doctorat. Nous avons ainsi étudié des micro-disques magnétiques de 2 μm et 4 μm de diamètre fabriqués à partir d'une bicouche YIG(20 nm)|Pt(8 nm). Ce film de YIG est caractérisé par un paramètre de Gilbert $\alpha_{YIG}^{film} = (4,8 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$ et un élargissement inhomogène $\Delta H_0 = 1,1 \pm 0,3 \text{ Oe}$. Le dispositif expérimental est similaire à celui considéré pour les mesures précédentes de la section 7.3 (voir figure 7.7.b). Nous avons mesuré, avec un analyseur de spectre, la tension produite aux bornes de l'antenne générée par de possibles auto-oscillations dans le disque de 4 μm en fonction du courant injecté dans le Pt. Un champ magnétique orienté dans le plan du disque $H_0 = 0,47 \text{ kOe}$ est appliqué.

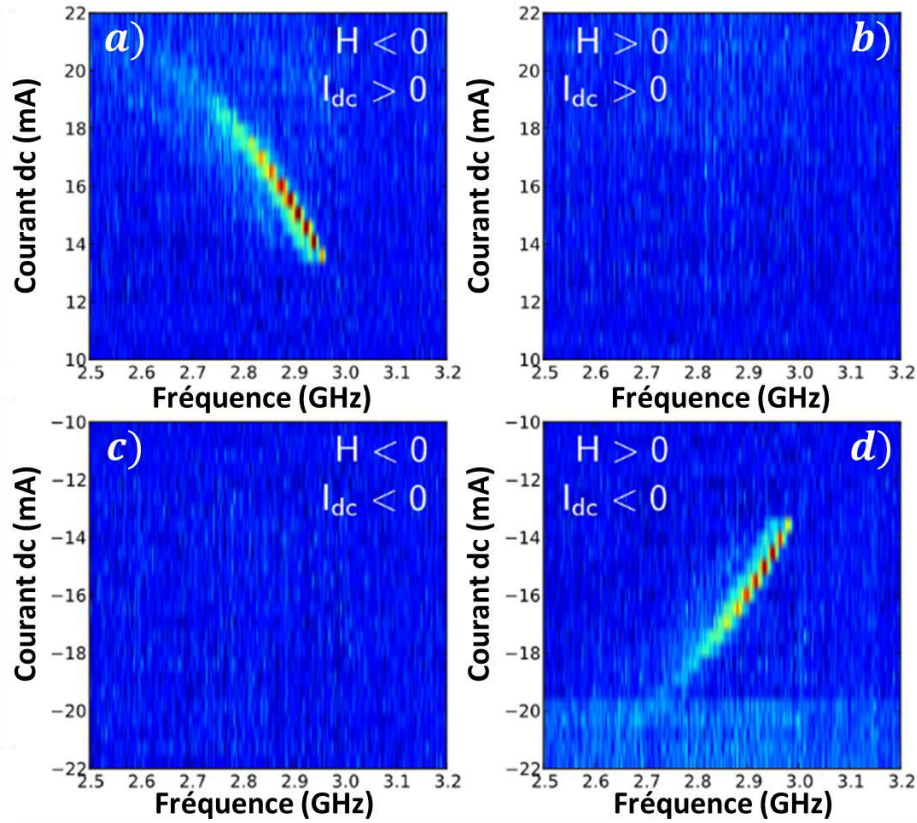


Figure 7.14 Cartographies de densité spectrale de puissance mesurée en fonction du courant électrique et sous champ magnétique extérieur fixe $H_0 = 0,47 \text{ Oe}$, les quadrants (a,b,c,d) correspondent aux différentes configurations de polarité de H_0 et I_{dc} .

Les mesures spectrales du signal induit dans l'antenne en fonction de I_{dc} pour les différentes configurations de polarité de H_0 et de I_{dc} sont présentées à la figure 7.14. Pour $H_0 < 0$, la densité spectrale de puissance (DSP) présente un pic qui apparaît autour de 2,95 GHz à partir d'un courant de 13 mA, ce pic se décale par la suite vers les basses fréquences lorsqu'on augmente le courant (voir figure 7.14.a). Ce comportement constitue une signature caractéristique d'un transfert de spin à l'interface YIG|Pt.

La largeur de raie du pic d'émission varie de 10 à 20 MHz pour un courant allant de 13 à 17 mA prouve également la nature cohérente du signal détecté. Un comportement identique est observé pour $H_0 > 0$ et $I_{dc} < 0$ (figure 7.14.d). A contrario, la DSP ne présente aucun pic dans les deux autres configurations (figure 7.14.c-d). Pour résumer, nous observons à travers ce résultat un signal caractéristique d'auto-oscillations qui n'est détecté que lorsque $H_0 \cdot I_{dc} < 0$, en accord avec la symétrie attendue du SHE.

Plusieurs analyses complémentaires de phénomène restent encore à mener, par exemple, une étude micro-BLS devrait permettre l'imagerie des modes excités. Par

ailleurs, si le confinement au sein de nano/micro-disques nous a aidés à étudier la dynamique d'aimantation, il n'est pas exclu que ce type d'excitation reste possible dans des structures étendues, par exemple, en ne nano-structurant que l'électrode de Pt pour atteindre la densité de courant critique.

- La prochaine étape de ce travail de thèse semble naturellement être la réalisation de nanostructures de YIG pour des applications magnoniques. Nos résultats sur les nano-disques ayant montré la faisabilité de telles structures. Plusieurs « briques » de bases de nano-magnonique sur YIG restent à élaborer. L'étude de la propagation d'ondes de spin dans une nanostructure magnonique est un travail important à mener pour le développement de solutions de traitement du signal, citons la réalisation de lignes à retard et de filtres magnoniques reposant sur la structuration d'un guide d'onde de spin (conception de cristaux magnoniques 1D et 2D). Enfin le contrôle par SOT de la dynamique d'aimantation dans ces nanostructures devrait permettre la réalisation prochaine de portes puis de circuits logiques magnoniques.

Références bibliographiques

- [1] F. Bertaut and F. Forrat, C. R. Hebd. Seances Acad. Sci. **242**, 382 (1956).
- [2] V. Cherepanov, I. Kolokolov, and V. L'vov, Phys. Rep. **229**, 81 (1993).
- [3] J.-P. Castera and P. Hartemann, US4341998 (1982).
- [4] R. W. Patterson, T. W. O'Keeffe, J. D. Adam, and C. Boro, US4199737 (1980).
- [5] P. Hartemann, J.-P. Castera, and J.-M. Dupont, EP0083885 A1 (1983).
- [6] P. J. Hagon and J. Haworth, US4028639 (1977).
- [7] J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1 (1996).
- [8] L. Berger, Phys. Rev. B **54**, 9353 (1996).
- [9] Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, Y. K. Takahashi, S. Maekawa, and E. Saitoh, Nature **464**, 262 (2010).
- [10] Y. Sun, Y.-Y. Song, and M. Wu, Appl. Phys. Lett. **101**, 082405 (2012).
- [11] A. Khitun, M. Bao, and K. L. Wang, J. Phys. D. Appl. Phys. **43**, 264005 (2010).
- [12] W. F. Brown, *Micromagnetics*, Wiley (New York, 1963).
- [13] L. D. Landau, E. Lifshits, and E. Lifshitz, Phys. Z. Sowjet. **8**, 153 (1935).
- [14] A. G. Gurevich and G. A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves* (CRC Press, Boca Raton, 1996), p. 464.
- [15] T. L. Gilbert, Phys. Rev. **100**, 1243 (1955).
- [16] T. L. Gilbert, IEEE Trans. Magn. **40**, 3443 (2004).
- [17] F. Bloch, Zeitschrift Für Phys. **61**, 206 (1930).
- [18] A. Abragam, Nucl. Phys. **28**, 692 (1961).
- [19] J. H. E. Griffiths, Nature **158**, 670 (1946).
- [20] C. Kittel, Phys. Rev. **73**, 155 (1948).
- [21] L. R. Walker, Phys. Rev. **105**, 390 (1957).
- [22] R. W. Damon and H. Van De Vaart, J. Appl. Phys. **36**, 3453 (1965).

- [23] A. A. Serga, A. V. Chumak, and B. Hillebrands, J. Phys. D. Appl. Phys. **43**, 264002 (2010).
- [24] R. W. W. Damon, J. R. Eshbach, and J. R. Bshbach, J. Phys. Chem. Solids **19**, 308 (1961).
- [25] C. Herring and C. Kittel, Phys. Rev. **81**, 869 (1951).
- [26] B. A. Kalinikos and A. N. Slavin, J. Phys. C Solid State Phys. **19**, 7013 (1986).
- [27] S. Y. An, P. Krivosik, M. a. Kraemer, H. M. Olson, A. V. Nazarov, and C. E. Patton, J. Appl. Phys. **96**, 1572 (2004).
- [28] G. N. Kakazei, P. E. Wigen, K. Y. Guslienko, V. Novosad, a. N. Slavin, V. O. Golub, N. a. Lesnik, and Y. Otani, Appl. Phys. Lett. **85**, 443 (2004).
- [29] C. Chappert, K. Le Dang, P. Beauvillain, H. Hurdequint, and D. Renard, Phys. Rev. B **34**, 3192 (1986).
- [30] R. D. McMichael, D. J. Twisselmann, and A. Kunz, Phys. Rev. Lett. **90**, 227601 (2003).
- [31] M. Sparks, R. Loudon, and C. Kittel, Phys. Rev. **122**, 791 (1961).
- [32] K. Lenz, H. Wende, W. Kuch, K. Baberschke, K. Nagy, and a. Jánossy, Phys. Rev. B **73**, 144424 (2006).
- [33] H. P. J. Wijn, *Ferromagnetism / Ferromagnetismus* (Springer Berlin Heidelberg, 2012).
- [34] V. Korenman and R. E. Prange, Phys. Rev. B **6**, 2769 (1972).
- [35] M. Sparks, *Ferromagnetic-Relaxation Theory* (McGraw-Hill, 1964).
- [36] R. C. Fletcher, R. C. LeCraw, and E. G. Spencer, Phys. Rev. **117**, 955 (1960).
- [37] R. Arias and D. L. Mills, Phys. Rev. B **60**, 7395 (1999).
- [38] P. Grünberg, Phys. Today **54**, 31 (2001).
- [39] J. M. Daughton, **192**, 334 (1999).
- [40] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnár, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, and D. M. Treger, Science (80-.). **294**, 1488 (2001).
- [41] G. E. W. Bauer and Y. Tserkovnyak, Physics (College. Park. Md). **4**, 40 (2011).
- [42] A. Brataas, G. E. W. Bauer, and P. J. Kelly, *Non-Collinear Magnetoelectronics* (2006).
- [43] E. Y. Tsymbal and I. Zutic, *Handbook of Spin Transport and Magnetism* (Taylor & Francis, 2011).
- [44] S. Hershfield and H. L. Zhao, Phys. Rev. B **56**, 3296 (1997).

-
- [45] P. van Son, H. van Kempen, and P. Wyder, Phys. Rev. Lett. **58**, 2271 (1987).
 - [46] M. Johnson and R. Silsbee, Phys. Rev. B **37**, 5312 (1988).
 - [47] M. Johnson and R. Silsbee, Phys. Rev. B **37**, 5326 (1988).
 - [48] T. Valet and A. Fert, Phys. Rev. B **48**, 7099 (1993).
 - [49] A. G. Aronov, J. Exp. Theor. Phys. Lett. **24**, 32 (1976).
 - [50] M. Johnson and R. Silsbee, Phys. Rev. B **35**, 4959 (1987).
 - [51] R. H. Silsbee, A. Janossy, and P. Monod, Phys. Rev. B **19**, 4382 (1979).
 - [52] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G. E. W. Bauer, Phys. Rev. Lett. **88**, 117601 (2002).
 - [53] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer, and B. I. Halperin, Rev. Mod. Phys. **77**, 1375 (2005).
 - [54] A. Brataas, Y. Tserkovnyak, G. E. W. Bauer, and P. J. Kelly, 1 (2011).
 - [55] V. Xia, K. Kelly, P. J. Bauer, G. E. W. Turek, I. Kudrnovsky, J. Drchal, **63**, 1 (2001).
 - [56] X. Jia, K. Liu, K. Xia, and G. E. W. Bauer, EPL (Europhysics Lett. **96**, 17005 (2011).
 - [57] Y.-T. Chen, S. Takahashi, H. Nakayama, M. Althammer, S. T. B. Goennenwein, E. Saitoh, and G. E. W. Bauer, Phys. Rev. B **87**, 144411 (2013).
 - [58] C. Hahn, G. de Loubens, M. Viret, V. V. Naletov, J. Ben Youssef, and O. Klein, 1 (2013).
 - [59] J. A. Katine, F. J. Albert, and R. A. Buhrman, 3149 (2000).
 - [60] J. Grollier, V. Cros, a. Hamzic, J. M. George, H. Jaffrès, a. Fert, G. Faini, J. Ben Youssef, and H. Legall, Appl. Phys. Lett. **78**, 3663 (2001).
 - [61] J. Sun, Phys. Rev. B **62**, 570 (2000).
 - [62] S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, R. J. Schoelkopf, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph, Nature **425**, 380 (2003).
 - [63] M. I. I. Dyakonov and V. I. Perel, Sov. J. Exp. Theor. Phys. Lett. **13**, 467 (1971).
 - [64] M. I. I. Dyakonov and V. I. Perel, Phys. Lett. A **35**, 459 (1971).
 - [65] J. E. Hirsch, Phys. Rev. Lett. **83**, 1834 (1999).
 - [66] S. Zhang, Phys. Rev. Lett. **85**, 393 (2000).
 - [67] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, Science **306**, 1910 (2004).

- [68] J. Wunderlich, B. Kaestner, J. Sinova, and T. Jungwirth, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 047204 (2005).
- [69] A. Azevedo, L. H. Vilela Leão, R. L. Rodriguez-Suarez, a. B. Oliveira, and S. M. Rezende, *J. Appl. Phys.* **97**, 10C715 (2005).
- [70] S. O. Valenzuela and M. Tinkham, *Nature* **442**, 176 (2006).
- [71] S. Murakami, N. Nagaosa, and S.-C. Zhang, *Science* (80-.). **301**, 1348 (2003).
- [72] J. Sinova, D. Culcer, Q. Niu, N. Sinitsyn, T. Jungwirth, and A. MacDonald, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 126603 (2004).
- [73] J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. H. Back, and T. Jungwirth, *Rev. Mod. Phys.* **48** (2014).
- [74] T. Kimura, Y. Otani, T. Sato, S. Takahashi, and S. Maekawa, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 156601 (2007).
- [75] M. Althammer, S. Meyer, H. Nakayama, M. Schreier, S. Altmannshofer, M. Weiler, H. Huebl, S. Geprägs, M. Opel, R. Gross, D. Meier, C. Klewe, T. Kuschel, J.-M. Schmalhorst, G. Reiss, L. Shen, A. Gupta, Y.-T. Chen, G. E. W. Bauer, E. Saitoh, and S. T. B. Goennenwein, *Phys. Rev. B* **87**, 224401 (2013).
- [76] H. L. Wang, C. H. Du, Y. Pu, R. Adur, P. C. Hammel, and F. Y. Yang, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 197201 (2014).
- [77] C. Hahn, G. de Loubens, O. Klein, M. Viret, V. V. Naletov, and J. Ben Youssef, *Phys. Rev. B* **87**, 174417 (2013).
- [78] Y. Niimi, Y. Kawanishi, D. H. Wei, C. Deranlot, H. X. Yang, M. Chshiev, T. Valet, A. Fert, and Y. Otani, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 156602 (2012).
- [79] M. Weiler, M. Althammer, F. D. Czeschka, H. Huebl, M. S. Wagner, M. Opel, I.-M. Imort, G. Reiss, A. Thomas, R. Gross, and S. T. B. Goennenwein, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 106602 (2012).
- [80] S. Y. Huang, X. Fan, D. Qu, Y. P. Chen, W. G. Wang, J. Wu, T. Y. Chen, J. Q. Xiao, and C. L. Chien, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 107204 (2012).
- [81] H. Nakayama, M. Althammer, Y.-T. Chen, K. Uchida, Y. Kajiwara, D. Kikuchi, T. Ohtani, S. Geprägs, M. Opel, S. Takahashi, R. Gross, G. E. W. Bauer, S. T. B. Goennenwein, and E. Saitoh, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 206601 (2013).
- [82] N. Vlietstra, J. Shan, V. Castel, B. J. van Wees, and J. Ben Youssef, *Phys. Rev. B* **87**, 184421 (2013).
- [83] V. Castel, N. Vlietstra, J. Ben Youssef, and B. J. van Wees, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 132414 (2012).

-
- [84] H. Nakayama, K. Ando, K. Harii, T. Yoshino, R. Takahashi, Y. Kajiwara, K. Uchida, Y. Fujikawa, and E. Saitoh, Phys. Rev. B **85**, 144408 (2012).
 - [85] T. K. Ishii, *Components and Devices* (Elsevier Science, 2013).
 - [86] R. C. Linares, R. B. McGraw, and J. B. Schroeder, J. Appl. Phys. **36**, 2884 (1965).
 - [87] J.-P. Castera, P. Hartemann, and J.-M. Dupont, EP0022700 A1 (21 January 1981).
 - [88] J.-P. Castera, EP0005403 A1 (14 November 1979).
 - [89] J.-P. Castera and J.-M. Dupont, FR19830008828 (1983).
 - [90] J.-P. Castera, FR19830008829 (1983).
 - [91] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, and G. Tatara, Appl. Phys. Lett. **88**, 182509 (2006).
 - [92] S.-K. Kim, K.-S. Lee, and D.-S. Han, Appl. Phys. Lett. **95**, 082507 (2009).
 - [93] K.-S. Lee and S.-K. Kim, J. Appl. Phys. **104**, 053909 (2008).
 - [94] S. Klingler, P. Pirro, T. Brächer, B. Leven, B. Hillebrands, and A. V. Chumak, Appl. Phys. Lett. **105**, 152410 (2014).
 - [95] M. Krawczyk and D. Grundler, J. Phys. Condens. Matter **26**, 123202 (2014).
 - [96] S.-K. Kim, J. Phys. D. Appl. Phys. **43**, 264004 (2010).
 - [97] J. E. Mee, Appl. Phys. Lett. **10**, 289 (1967).
 - [98] H. L. Glass, J. Cryst. Growth **33**, 183 (1976).
 - [99] H. L. Glass and M. T. Elliot, J. Cryst. Growth **34**, 285 (1976).
 - [100] C. Carrétéro, Hétérostructures D'oxydes de Structure Pérovskite : Propriétés Structurales et Électroniques de L'interface LaAlO₃ / SrTO₃, Université Pierre et Marie Curie, 2010.
 - [101] R. Bernard, Dynamique Des Réseaux de Vortex Dans Des Films Minces Supraconducteurs À Haute Température Critique En Vue de L'optimisation D'un Transformateur À Flux de Vortex, Université Paris Sud, 2006.
 - [102] M. Gilleo and S. Geller, Phys. Rev. **110**, 73 (1958).
 - [103] S. a. Manuilov, S. I. Khartsev, and a. M. Grishin, J. Appl. Phys. **106**, 123917 (2009).
 - [104] H. Chang, P. Li, W. Zhang, T. Liu, A. Hoffmann, L. Deng, and M. Wu, IEEE Magn. Lett. **5**, 1 (2014).

- [105] Y. Sun, Y.-Y. Song, H. Chang, M. Kabatek, M. Jantz, W. Schneider, M. Wu, H. Schultheiss, A. Hoffmann, and H. Schultheiß, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 152405 (2012).
- [106] A. H. Molpeceres, *Growth and Characterization of YIG Thin Films Obtained by Pulsed Laser Deposition* (2013).
- [107] Z. Qiu, K. Ando, K. Uchida, Y. Kajiwara, R. Takahashi, H. Nakayama, T. An, Y. Fujikawa, and E. Saitoh, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 092404 (2013).
- [108] C. Burrowes, B. Heinrich, B. Kardasz, E. A. Montoya, E. Girt, Y. Sun, Y.-Y. Song, and M. Wu, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 092403 (2012).
- [109] M. B. Jungfleisch, V. Lauer, R. Neb, A. V. Chumak, and B. Hillebrands, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 022411 (2013).
- [110] M. Obstbaum, M. Härtinger, H. G. Bauer, T. Meier, F. Swientek, C. H. Back, and G. Woltersdorf, *Phys. Rev. B* **89**, 060407 (2014).
- [111] L. Liu, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph, *32* (2011).
- [112] W. Zhang, V. Vlaminck, J. E. Pearson, R. Divan, S. D. Bader, and A. Hoffmann, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 242414 (2013).
- [113] J.-C. Rojas-Sánchez, N. Reyren, P. Laczkowski, W. Savero, J.-P. Attané, C. Deranlot, M. Jamet, J.-M. George, L. Vila, and H. Jaffrès, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 106602 (2014).
- [114] A. Azevedo, L. H. Vilela-Leão, R. L. Rodríguez-Suárez, A. F. Lacerda Santos, and S. M. Rezende, *Phys. Rev. B* **83**, 144402 (2011).
- [115] M. Isasa, E. Villamor, L. E. Hueso, M. Gradhand, and F. Casanova, *Phys. Rev. B* **91**, 024402 (2015).
- [116] A. V. Chumak, A. A. Serga, M. B. Jungfleisch, R. Neb, D. a. Bozhko, V. S. Tiberkevich, and B. Hillebrands, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 082405 (2012).
- [117] V. E. Demidov, M. P. Kostylev, K. Rott, P. Krzysteczko, G. Reiss, and S. O. Demokritov, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 112509 (2009).
- [118] K. Sekiguchi, K. Yamada, S. M. Seo, K. J. Lee, D. Chiba, K. Kobayashi, and T. Ono, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 022508 (2010).
- [119] H. Yu, O. d'Allivy Kelly, V. Cros, R. Bernard, P. Bortolotti, A. Anane, F. Brandl, R. Huber, I. Stasinopoulos, and D. Grundler, *Sci. Rep.* **4**, 6848 (2014).
- [120] S. Neusser, G. Duerr, H. G. Bauer, S. Tacchi, M. Madami, G. Woltersdorf, G. Gubbiotti, C. H. Back, and D. Grundler, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 067208 (2010).
- [121] Y. M. Lu, Y. Choi, C. M. Ortega, X. M. Cheng, J. W. Cai, S. Y. Huang, L. Sun, and C. L. Chien, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 147207 (2013).

-
- [122] P. Carra, B. T. Thole, M. Altarelli, and X. Wang, Phys. Rev. Lett. **70**, 694 (1993).
 - [123] B. T. Thole, P. Carra, F. Sette, and G. van der Laan, Phys. Rev. Lett. **68**, 1943 (1992).
 - [124] J. Vogel, A. Fontaine, V. Cros, A. Rogalev, F. Petroff, J.-P. Kappler, G. Krill, and J. Goulon, Phys. Rev. B **55**, 3663 (1997).
 - [125] W. Grange, M. Maret, J.-P. Kappler, J. Vogel, A. Fontaine, F. Petroff, G. Krill, A. Rogalev, J. Goulon, M. Finazzi, and N. Brookes, Phys. Rev. B **58**, 6298 (1998).
 - [126] F. Wilhelm, P. Poulopoulos, G. Ceballos, H. Wende, K. Baberschke, P. Srivastava, D. Benea, H. Ebert, M. Angelakeris, N. Flevaris, D. Niarchos, A. Rogalev, and N. Brookes, Phys. Rev. Lett. **85**, 413 (2000).
 - [127] F. Wilhelm, P. Poulopoulos, H. Wende, a. Scherz, K. Baberschke, M. Angelakeris, N. Flevaris, and a. Rogalev, Phys. Rev. Lett. **87**, 207202 (2001).
 - [128] S. Geprags, S. Meyer, S. Altmannshofer, M. Opel, F. Wilhelm, A. Rogalev, R. Gross, and S. T. B. Goennenwein, Appl. Phys. Lett. **101**, 262407 (2012).
 - [129] S. Geprags, S. T. B. Goennenwein, M. Schneider, F. Wilhelm, K. Ollefs, A. Rogalev, M. Opel, and R. Gross, 2 (2013).
 - [130] E. C. Stoner, Proc. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci. **154**, 656 (1936).
 - [131] L. Hodges, H. Ehrenreich, and N. Lang, Phys. Rev. **152**, 505 (1966).
 - [132] O. Andersen, Phys. Rev. B **2**, 883 (1970).
 - [133] O. d’Allivy Kelly, A. Anane, R. Bernard, J. Ben Youssef, E. Jacquet, C. Deranlot, F. Wilhelm, A. Rogalev, V. Cros, and A. Fert, *XMCD and Inverse Spin Hall Effect Investigation of the YIG/Pd Interface* (n.d.).
 - [134] S. R. Marmion, M. Ali, M. McLaren, D. a. Williams, and B. J. Hickey, Phys. Rev. B **89**, 220404 (2014).
 - [135] N. Vlietstra, J. Shan, V. Castel, J. Ben Youssef, G. E. W. Bauer, and B. J. van Wees, Appl. Phys. Lett. **103**, 032401 (2013).
 - [136] B. F. Miao, S. Y. Huang, D. Qu, and C. L. Chien, Phys. Rev. Lett. **112**, 236601 (2014).
 - [137] Y. Yang, B. Wu, K. Yao, S. Shannigrahi, B. Zong, and Y. Wu, J. Appl. Phys. **115**, 17C509 (2014).
 - [138] T. Lin, C. Tang, H. M. Alyahyaei, and J. Shi, Phys. Rev. Lett. **113**, 037203 (2014).
 - [139] Y. M. Lu, J. W. Cai, S. Y. Huang, D. Qu, B. F. Miao, and C. L. Chien, Phys. Rev. B **87**, 220409 (2013).

-
- [140] C. W. Sandweg, Y. Kajiwara, K. Ando, E. Saitoh, and B. Hillebrands, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 252504 (2010).
 - [141] H. Kurebayashi, O. Dzyapko, V. E. Demidov, D. Fang, A. J. Ferguson, and S. O. Demokritov, *Appl. Phys. Lett.* **99**, 162502 (2011).
 - [142] L. H. Vilela-Leão, C. Salvador, A. Azevedo, and S. M. Rezende, *Appl. Phys. Lett.* **99**, 102505 (2011).
 - [143] O. d'Allivy Kelly, A. Anane, R. Bernard, J. Ben Youssef, C. Hahn, A. H. Molpeceres, C. Carrétéro, E. Jacquet, C. Deranlot, P. Bortolotti, R. Lebourgeois, J.-C. Mage, G. de Loubens, O. Klein, V. Cros, and A. Fert, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 082408 (2013).
 - [144] H. L. Wang, C. H. Du, Y. Pu, R. Adur, P. C. Hammel, and F. Y. Yang, *Phys. Rev. B* **88**, 100406 (2013).
 - [145] V. E. Demidov, S. Urazhdin, H. Ulrichs, V. Tiberkevich, A. Slavin, D. Baither, G. Schmitz, and S. O. Demokritov, *Nat. Mater.* **11**, 1028 (2012).
 - [146] L. Liu, C.-F. Pai, D. C. Ralph, and R. a. Buhrman, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 186602 (2012).
 - [147] R. H. Liu, W. L. Lim, and S. Urazhdin, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 147601 (2013).
 - [148] Z. Wang, Y. Sun, M. Wu, V. S. Tiberkevich, and A. N. Slavin, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 146602 (2011).
 - [149] E. Padrón-Hernández, A. Azevedo, and S. M. Rezende, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 197203 (2011).
 - [150] J. Xiao and G. E. W. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 217204 (2012).
 - [151] V. E. Demidov, S. Urazhdin, E. R. J. Edwards, M. D. Stiles, R. D. McMichael, and S. O. Demokritov, *Phys. Rev. Lett.* **107**, (2011).
 - [152] O. Klein, G. de Loubens, V. Naletov, F. Boust, T. Guillet, H. Hurdequint, a. Leksikov, a. Slavin, V. Tiberkevich, and N. Vukadinovic, *Phys. Rev. B* **78**, 144410 (2008).
 - [153] K. Guslienko, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, and A. N. Slavin, *Phys. Rev. B* **66**, (2002).
 - [154] V. Charbois, V. V. Naletov, J. Ben Youssef, and O. Klein, *J. Appl. Phys.* **91**, 7337 (2002).
 - [155] C. Hahn, V. V. Naletov, G. de Loubens, O. Klein, O. d'Allivy Kelly, A. Anane, R. Bernard, E. Jacquet, P. Bortolotti, V. Cros, J. L. Prieto, M. Muñoz, O. d A. Kelly, and M. Munoz, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 152410 (2014).
 - [156] V. Castel, N. Vlietstra, B. J. van Wees, and J. Youssef, *Phys. Rev. B* **86**, (2012).
 - [157] V. V. Naletov, G. De Loubens, G. Albuquerque, S. Borlenghi, V. Cros, G. Faini, J. Grollier, H. Hurdequint, N. Locatelli, B. Pigeau, a. N. Slavin, V. S. Tiberkevich, C. Ulysse, T. Valet, and O. Klein, *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* **84**, 1 (2011).

- [158] O. Mosendz, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader, and A. Hoffmann, Phys. Rev. Lett. **104**, 046601 (2010).
- [159] A. Hamadeh, G. de Loubens, V. V. Naletov, J. Grollier, C. Ulysse, V. Cros, and O. Klein, Phys. Rev. B **85**, 140408 (2012).
- [160] M. Collet, X. de Milly, O. d'Allivy Kelly, V. V Naletov, R. Bernard, P. Bortolotti, J. Ben Youssef, V. E. Demidov, S. O. Demokritov, J. L. Prieto, M. Muñoz, V. Cros, A. Anane, G. de Loubens, and O. Klein, Nat. Commun. **7**, 10377 (2016).

Annexes

Annexe A

Tenseur de Polder

Le tenseur de Polder s'écrit (voir Gurevich & Melkov [14]) :

$$\vec{\chi} = \begin{pmatrix} \chi & i\chi_a & 0 \\ -i\chi_a & \chi & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{\parallel} \end{pmatrix},$$

Avec $\chi = \chi' - i\chi''$ et $\chi_a = \chi'_a - i\chi''_a$

$$\chi' = \frac{1}{D} \gamma M_s \omega_H [\omega_H^2 - (1 - \alpha^2) \omega^2]$$

$$\chi'' = \frac{1}{D} \alpha \gamma M_s \omega [\omega_H^2 + (1 - \alpha^2) \omega^2]$$

$$\chi'_a = \frac{1}{D} \gamma M_s \omega [\omega_H^2 - (1 - \alpha^2) \omega^2]$$

$$\chi''_a = 2\alpha \gamma M_s \omega^2 \omega_H$$

$$D = [\omega_H^2 - (1 - \alpha^2) \omega^2]^2 + 4\alpha^2 \omega^2 \omega_H^2$$

et

$$\chi_{\parallel} = \frac{i\gamma\lambda}{\omega - i\lambda\omega_H/M_s}$$

où

$$\lambda = \frac{\alpha M_s}{1 + \alpha^2}$$

Ainsi le terme χ_{\parallel} peut être négligé devant χ et χ_a lorsque $\alpha \ll 1$

Annexe B

Puissance magnétique absorbée

Calculons la densité de puissance absorbée d'une OEM par un volume magnétique. Equations de Maxwell dans les milieux continus (unités SI) :

$$\begin{aligned}\mathbf{rot} \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \mathbf{rot} \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \\ \mathbf{div} \mathbf{D} &= \rho \\ \mathbf{div} \mathbf{B} &= 0 \\ \mathbf{D} &= \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \\ \mathbf{H} &= \mu_0^{-1} \mathbf{B} - \mathbf{M}\end{aligned}$$

Considérons le théorème de Poynting, qui décrit la conservation de l'énergie dans un champ électromagnétique :

$$-\frac{\partial}{\partial t} \underbrace{\left(\frac{\mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \mathbf{B} \cdot \mathbf{H}}{2} \right)}_{\mathbf{w}} = \underbrace{\mathbf{div}(\mathbf{E} \wedge \mathbf{H})}_{\mathbf{\Pi}} + \underbrace{\mathbf{j} \cdot \mathbf{E} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \cdot \mathbf{H} - \mathbf{M} \cdot \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} \cdot \mathbf{E} - \mathbf{P} \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right)}_{\mathbf{p}}$$

où $\mathbf{\Pi}$ est le vecteur de Poynting, \mathbf{w} la densité d'énergie électromagnétique et $\mathbf{\Pi}$ la puissance volumique dissipée par effet Joule : $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$, par interaction avec un champ d'aimantation : $\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \cdot \mathbf{H} - \mathbf{M} \cdot \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \right)$ ou par interaction avec un champ de polarisation électrique $\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} \cdot \mathbf{E} - \mathbf{P} \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right)$. Ainsi, la densité de puissance instantanée absorbée par l'échantillon magnétique vaut donc :

$$p_{abs,inst} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \cdot \mathbf{H} - \mathbf{M} \cdot \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \right)$$

Soit, en moyenne :

$$p_{abs} = \left\langle \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \cdot \mathbf{H} - \mathbf{M} \cdot \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \right\rangle = \left\langle \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} \cdot \mathbf{h} - \mathbf{m} \cdot \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} \right\rangle = \left\langle \frac{\partial \vec{\chi} \mathbf{h}}{\partial t} \cdot \mathbf{h} - \vec{\chi} \mathbf{h} \cdot \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} \right\rangle$$

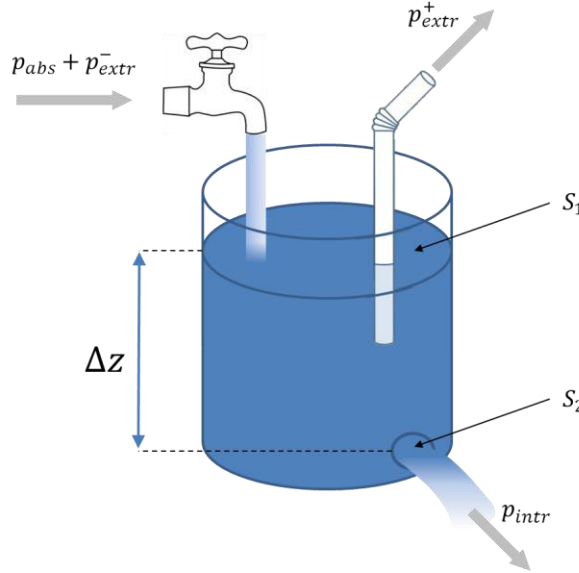
où $\mathbf{H}(t) = H_0 \hat{\mathbf{z}} + \mathbf{h}(t)$, $\mathbf{M}(t) = M_s \hat{\mathbf{z}} + \mathbf{m}(t)$ et $\vec{\chi}$ le tenseur de Polder (cf. Annexe A)

Le développement de cette expression pour $\mathbf{h}(t) = \mathbf{h} e^{i\omega t}$ donne rapidement :

$$p_{abs} = \omega \chi'' h^2$$

Annexe C

Image du seau percé



La densité d'énergie potentielle du liquide contenu dans le seau est proportionnelle au niveau d'eau Δz et s'écrit $w_p = \frac{\rho g}{2} \Delta z$ avec ρ la masse volumique de l'eau et g l'accélération de pesanteur. En l'absence d'autres contributions, cette énergie diminue pendant un temps $\delta\tau$ d'une grandeur correspondant à la densité d'énergie cinétique du volume s'écoulant $\delta w_c = p_{evac} \delta\tau$, le volume s'écoulant pendant un temps $\delta\tau$ peut s'exprimer deux

manières :

- Au niveau de la surface du seau, ce volume d'eau s'exprime : $\delta V = S_1 \delta\tau v_o$ où v_o est la vitesse de diminution du niveau d'eau.
- Au niveau de la fuite du seau, ce volume d'eau s'exprime : $\delta V = S_2 \delta\tau v$ où v est la vitesse d'échappement du liquide et S_1 et S_2 les surfaces respectives du seau et de son trou.

Il vient donc : $v_o = \frac{S_2}{S_1} v$. La variation d'énergie potentielle vaut :

$$\delta w_p = \frac{\rho g}{2} \frac{\partial \Delta z}{\partial t} \delta t$$

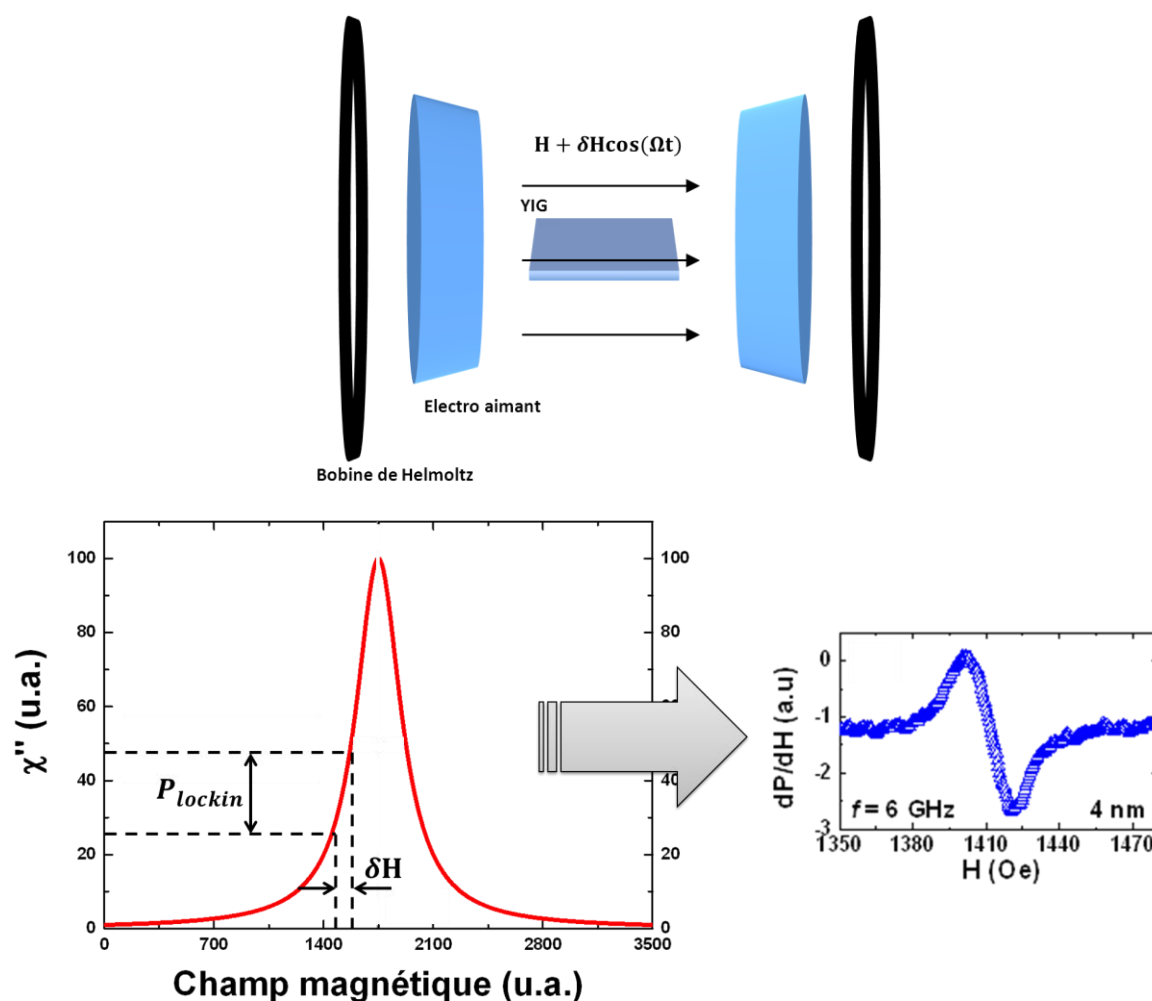
Avec $\frac{\partial \Delta z}{\partial t} = v_o = \frac{S_2}{S_1} v$, il vient ainsi :

$$p_{evac} = 2 \frac{v}{\Delta z} \frac{S_2}{S_1} \cdot w_p \quad 7.14$$

Annexe D

Mesure FMR en détection synchrone

Afin d'améliorer le rapport signal à bruit, certaines mesures FMR ont été réalisées en détection synchrone. L'amplitude du champ magnétique extérieur est pour cela modulée par un champ sinusoïdal δH , créé par deux bobines de Helmholtz à basse fréquence (typiquement $\Omega = 5$ kHz). Nous procédons alors, pendant un scan lent du champ magnétique H , à une détection à l'amplificateur lockin de la puissance dissipée par la diode à une fréquence de 5 kHz. Cette mesure nous donne l'amplitude des variations de signal FMR (S_{lockin}) sur la gamme de modulation du champ magnétique ; avec une modulation 1 d'environ 0,1 Oe, cette gamme est très petite devant la largeur de raie du pic de résonance. Le signal obtenu est ainsi proportionnel à la dérivée du pic de résonance.



Annexe E

Dépendance angulaire de la puissance absorbée par le YIG

La puissance absorbée par unité de volume dans le YIG est donnée par (voir Annexe B) :

$$P_{abs} = \frac{\omega}{2} \left(\chi''_{\perp} \|\mathbf{h}_{\perp}\|^2 + \chi''_{\parallel} \|\mathbf{h}_{\parallel}\|^2 \right)$$

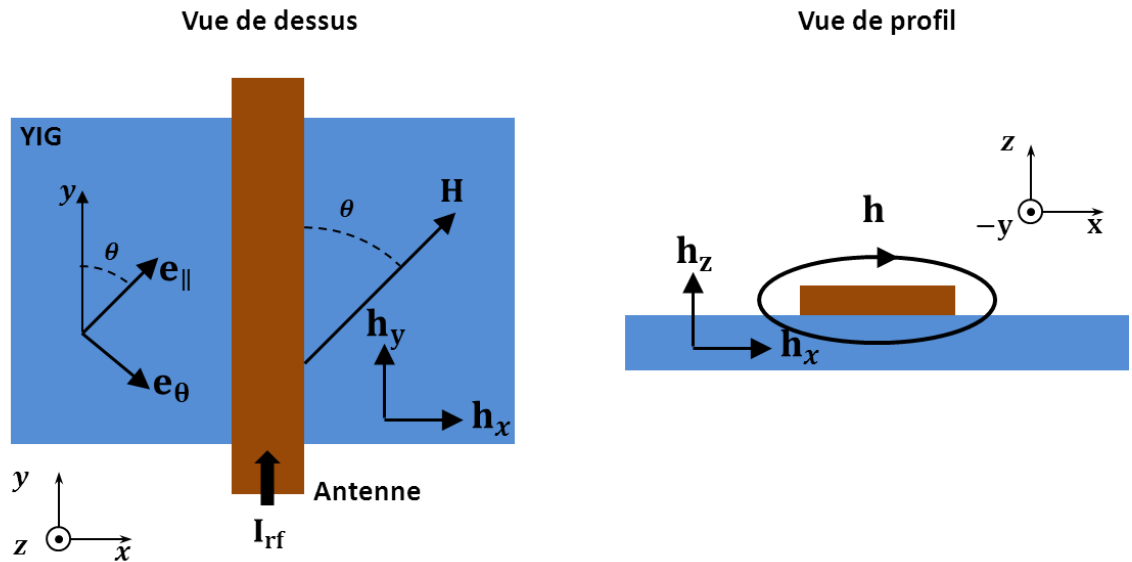
Pour un champ statique \mathbf{H} dans le plan faisant un angle θ avec l'axe de l'antenne \mathbf{e}_y nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} \mathbf{h}_{\perp} &= h_x \cos \theta \mathbf{e}_{\theta} + h_z \hat{\mathbf{z}} \\ \mathbf{h}_{\parallel} &= h_x \sin \theta \mathbf{e}_{\parallel} \end{aligned}$$

Soit finalement :

$$P_{abs} = A \cos^2 \theta + B$$

Avec $A = \frac{\mu_0 \omega}{2} (\chi''_{\perp} |h_x|^2 - \chi''_{\parallel} |h_x|^2)$ et $B = \frac{\mu_0 \omega}{2} (\chi''_{\perp} |h_z|^2 + \chi''_{\parallel} |h_x|^2)$



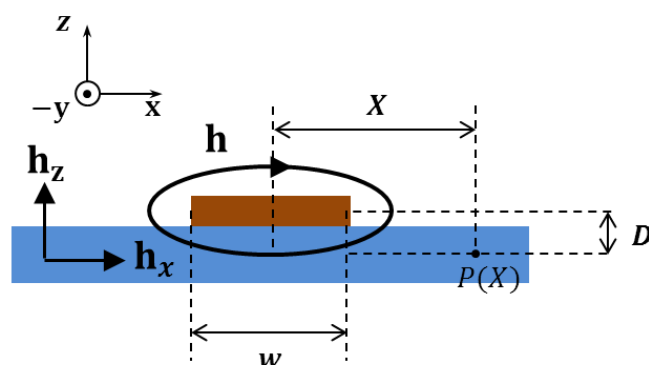
Annexe F

Champ d'Oersted de l'antenne

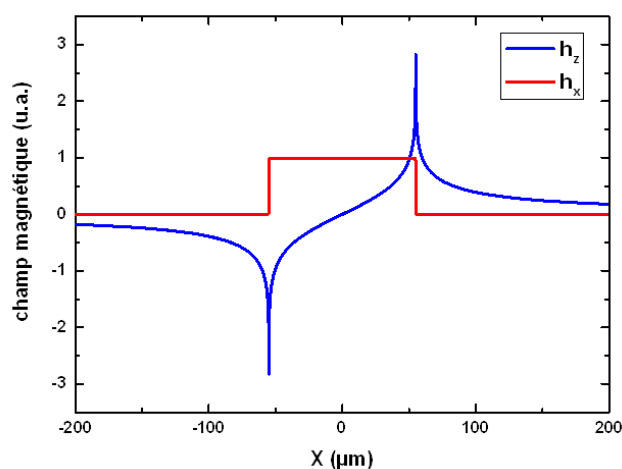
Le champ d'Oersted rayonné par un ruban de courant dans un plan situé à une distance D du centre de l'antenne est donné au point $P(X)$ (tel que repéré sur la figure ci-dessous) :

$$h_x = \frac{I_{rf}}{2\pi w} \left[\operatorname{atan} \left(\frac{X + \frac{w}{2}}{D} \right) - \operatorname{atan} \left(\frac{X - \frac{w}{2}}{D} \right) \right]$$

$$h_z = \frac{I_{rf}}{4\pi w} \ln \left[\frac{1 + \left(\frac{X + \frac{w}{2}}{D} \right)^2}{1 + \left(\frac{X - \frac{w}{2}}{D} \right)^2} \right]$$



où I_{rf} est le courant hyperfréquence parcourant l'antenne.



Si la composante h_x est fortement atténuée en dehors de l'antenne, la composante h_z reste assez importante (ici $D=20\text{nm}$).

Annexe G

Formulaire de conversion CGS-SI

Quantité	CGS		Facteur de conversion ¹	SI	
	Symbole	Unité		Symbole	Unité
Induction magnétique	B	G	10^{-4}	B	T
Champ magnétique	H	Oe	$10^3/4\pi$	H	A/m
Moment magnétique	m	emu, erg/G	10^{-3}	m	Am ² , J/T
Aimantation	$4\pi\mathbf{M}$	G	$10^3/4\pi$	M	A/m
Densité volumique d'énergie	<i>w</i>	erg/cm ³	10^{-1}	<i>w</i>	J/m ³

CGS (Système d'Unités : Centimètre, Gramme, Seconde), SI (Système International d'Unités), G (gauss), Oe (oersted), T (tesla), A (ampère), m (mètre), emu (electromagnetic units), J (joule)

¹ La valeur dans le système CGS s'obtient en multipliant la valeur dans le système SI par ce facteur de conversion.